

17-163/1

2

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
УРАЛЬСКИЙ ФИЛИАЛ

вып. 2

ТРУДЫ ИНСТИТУТА ГЕОФИЗИКИ

1962

ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ СБОРНИК

№ 3

СВЕРДЛОВСК

П-163/1

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р
У Р А Л Ь С К И Й Ф И Л И А Л

ВЫП. 2

ТРУДЫ ИНСТИТУТА ГЕОФИЗИКИ

1962

ГЕОФИЗИЧЕСКИЙ СБОРНИК
№ 3

СВЕРДЛОВСК

В сборник включены статьи, содержащие описание работ, проведенных в основном в Институте геофизики Уральского филиала Академии наук СССР в 1959—1961 гг. Сборник рассчитан на широкий круг работников геологической службы (геофизиков и геологов). Он может быть также использован преподавателями и студентами вузов и факультетов геолого-геофизического профиля.

Г. М. ВОСКОБОЙНИКОВ

СПЕКТР γ -ИЗЛУЧЕНИЯ МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА В ОДНОРОДНОЙ РАССЕИВАЮЩЕЙ СРЕДЕ (численные данные)

В статье приведены численные данные, позволяющие путем интерполяции рассчитать средний спектр γ -излучения от монохроматического источника в однородной рассеивающей среде для любых энергий первичных и рассеянных квантов в диапазоне от 0,51 до 2,62 Мэв.

Как известно, интенсивность и спектральное распределение рассеянного γ -излучения в однородной среде с равномерным распределением монохроматических источников могут быть определены из интегрального уравнения

$$\frac{I'(E_1, E)}{I_1(E_1)} = \frac{W(E_1, E)}{\mu(E)} + \frac{1}{\mu(E)} \int_E^{E_1} I'(E_1, E') W(E', E) dE', \quad (1)$$

где $I_1(E_1) = \frac{Q(E_1)}{\mu(E_1)}$ — интенсивность первичного (нерассеянного) излучения с энергией квантов E_1 ;

$Q(E_1)$ — удельная плотность распределения монохроматических источников, выраженная в единицах $\frac{\text{число квантов}}{\text{сек} \cdot \text{г}}$

$\mu(E)$ — полный массовый коэффициент ослабления излучения с энергией квантов E (полное макроскопическое сечение взаимодействия в расчете на 1 г среды);

$I'(E_1, E)$ — спектральная (дифференциальная) интенсивность рассеянного излучения в единицах $\frac{\text{число квантов}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек} \cdot \text{Мэв}}$;

$W(E_1, E)$ — дифференциальное макроскопическое сечение рассеяния в единицах $\frac{\text{см}^2}{\text{Мэв} \cdot \text{г}}$.

В дифференциальных параметрах I' и W первый аргумент означает энергию первичных, второй — энергию рассеянных квантов.

С точностью до множителя, обратно пропорционального плотности среды, уравнение (1) определяет также средний спектр (нулевой момент функции распределения) рассеянных квантов от монохроматического источника, произвольно распределенного в конечном объеме безграничной однородной среды.

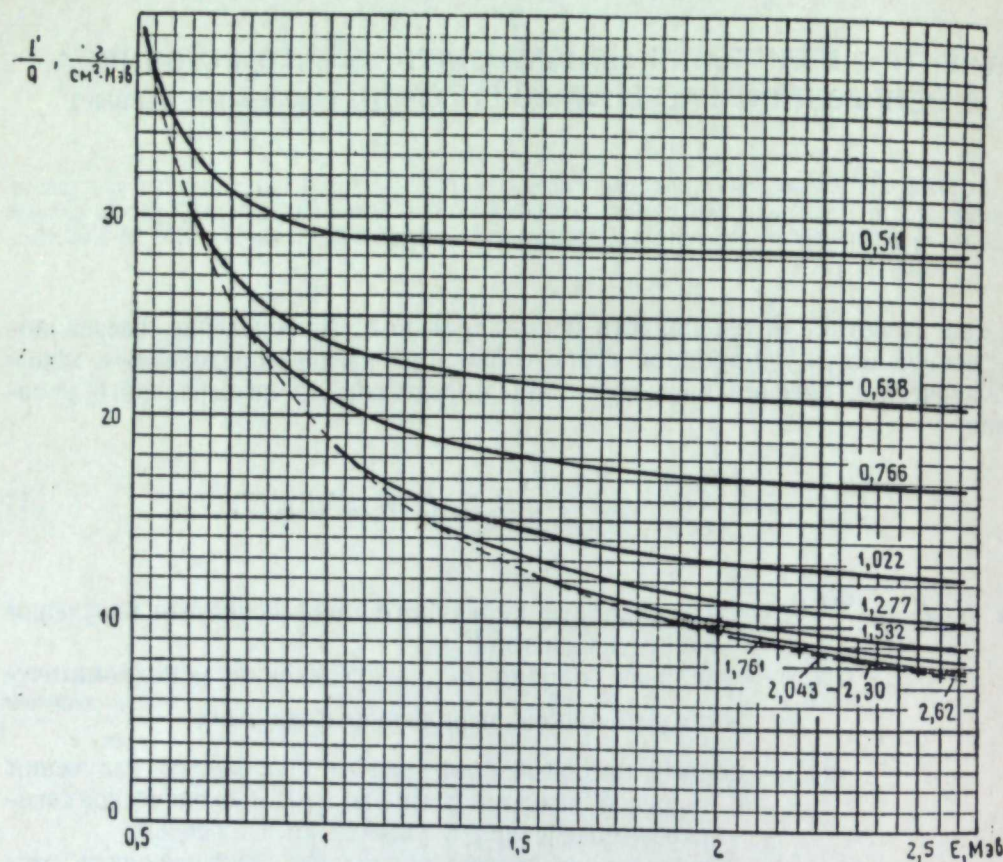
1739937
Центральная научная
библиотека
Академии наук Казахской ССР

Ответственный редактор Н. А. Иванов
Редакционная коллегия Г. М. Воскобойников, Н. И. Халевин, И. Н. Сенько-Булатный,
И. Ф. Таврин

В процессе решения ряда частных задач радиометрии автор получил численными методами строгое решение этого уравнения в диапазоне энергий первичных и рассеянных квантов от 0,51 до 2,62 Мэв для горных пород среднего атомного состава. Как показал опыт, потребность в таком решении для различных источников излучения сохраняется при теоретической разработке вопросов радиометрии до настоящего времени, а потому представляется целесообразным опубликовать его на страницах печати.

Результаты решения графически изображены на рисунке в виде семейства кривых I'/Q , представляющих спектральную интенсивность излучения (при единичной плотности источника) как функцию энергии первичных квантов E_1 ; параметром кривых семейства является энергия рассеянных квантов E , значения которой выписаны справа при соответствующих кривых.

С помощью этих графиков может быть найдено спектральное распределение и интенсивность рассеянного излучения, создаваемого в однород-



ной среде равномерно распределенными источниками γ -квантов с произвольной (в рассматриваемом диапазоне) начальной энергией E_1 . Для этого достаточно графически построить зависимость I'/Q от параметра E по точкам пересечения кривых семейства с вертикальной прямой, соответствующей заданному значению E_1 ; значение $I'(E_1, E_1)$ определяется по точке пересечения той же прямой с пунктирной кривой, соединяющей концы кривых семейства. Значения I'/Q , снятые с графика, умножаются на заданную мощность источника Q ; в случае многолинейчатого спектра источника результаты, полученные для отдельных спектральных линий, суммируются при каждом значении E .

Представленное на графиках решение уравнения (1) получено для схематизированной горной породы следующего атомного состава:

O	50 вес. %
Al	8
Si	40
Fe	2.

Этот состав примерно соответствует гранитам и другим силикатным породам, в которых содержание щелочных металлов для упрощения расчетов заменено соответствующим содержанием близких к ним по атомным номерам алюминия и кремния. Общая погрешность вычисления I' для таких пород не превосходит 1—2%. При определении плотности источников в расчете на единицу массы (1 г) среды результат не зависит от плотности (объемного веса) породы.

С достаточной для большинства практических задач точностью это решение справедливо также для всех горных пород (включая руды) и строительных материалов, не содержащих значительных количеств элементов с атомными номерами $z > 30$. Для сред с высоким содержанием водорода или относительно тяжелых элементов (в частности, железа) значения I' , полученные с помощью графиков, следует разделить на величину относительной удельной электронной плотности среды

$$N = 2 \sum_z p_z \frac{z}{A_z}, \quad (2)$$

где z — атомный номер элемента, входящего в состав среды;

A_z — его атомный вес;

p_z — относительное весовое содержание в сложной среде.

В расчетах, представленных на графиках, принято $N=1$. Практически его значение может колебаться от 1,11 (для воды) до 0,9 (для меди, цинка). С учетом этой поправки, относительная погрешность результата во всех случаях будет по порядку величины соответствовать погрешности, допускаемой в рассматриваемом диапазоне энергий при замене полного макроскопического сечения взаимодействием сечением рассеяния¹. Для обсуждаемых сред эта погрешность обычно составляет несколько единиц и не превосходит 10%.

¹ Подчеркнем, что такая оценка погрешности справедлива только для рассматриваемых здесь жестких рассеянных лучей, основной вклад в которые вносится первыми актами рассеяния квантов. В мягкой части спектра относительная погрешность результата растет приблизительно как $[(1+\delta)^n - 1]$, где δ — относительная погрешность принятого значения сечения взаимодействия, n — среднее число актов рассеяния, предшествующих достижению квантом заданной энергии.

И. Н. СЕНЬКО-БУЛАТНЫЙ, Р. Л. ХАРУС

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ НЕЙТРОНОМЕТРИИ СКВАЖИН

В рамках двухгруппового диффузионного приближения теории переноса нейтронов получены простые зависимости для расчета плотности тепловых нейтронов и интенсивности γ -излучения в средах, имеющих границы раздела по нейтронным свойствам. В случае аппроксимации реальной цилиндрической скважины шаровой полостью того же радиуса метод дает возможность проведения качественного анализа некоторых вопросов нейтронометрии скважин.

Выяснение целого ряда вопросов нейтронометрии скважин и лабораторных экспериментов по моделированию нейтронных методов требует знания функции распределения тепловых нейтронов от источника быстрых нейтронов, помещенного в заполненной водой или буровым раствором скважине. Строгое теоретическое рассмотрение этой задачи путем интегрирования кинетического уравнения переноса нейтронов в настоящее время невозможно в связи с большими математическими трудностями. В двухгрупповом диффузионном приближении для цилиндрической скважины известно решение [1], позволяющее получить качественно верное представление о некоторых закономерностях нейтронного каротажа в реальных условиях скважины. Однако выражения, полученные авторами, содержат интегралы, не поддающиеся аналитическому вычислению, что требует применения в каждом конкретном случае сложных и очень трудоемких численных методов расчета [2].

В связи с этим, представляется целесообразным в рамках двухгрупповой диффузии получить более простые зависимости, с помощью которых было бы возможно осуществлять качественный анализ ряда вопросов нейтронометрии, связанных с методикой проведения нейтронных исследований в скважинах и интерпретацией их данных. Это может быть достигнуто, если цилиндрическую геометрию заменить шаровой, то есть аппроксимировать реальную цилиндрическую скважину сферической полостью того же радиуса.

В этом случае задача сводится к исследованию функции распределения тепловых нейтронов в двух средах, поверхность соприкосновения которых есть сфера радиуса a . Первая среда (шар радиуса a) является аналогом скважины, заполненной интенсивным водородсодержащим замедлителем (вода или буровой раствор). В центре ее находится монохроматический источник быстрых нейтронов мощностью Q . Вторая среда (горная порода) простирается от a до ∞ . Решение задачи проводится двухгрупповым методом [3], возможность практического применения которого для исследования распределения нейтронов в реальных горных породах была показана О. А. Барсуковым [4].

А. Распределение плотности тепловых нейтронов в сферической полости и пласте

В диффузионном приближении в случае сферической симметрии распределение нейтронов быстрой группы в сферической полости и пласте описывается дифференциальными уравнениями диффузии частиц с ограниченным временем жизни

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 N_1(r)}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial N_1(r)}{\partial r} - \frac{1}{L_1^2} N_1(r) &= -\frac{1}{D_1} Q \cdot \delta(r); \\ \frac{\partial^2 N_2(r)}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial N_2(r)}{\partial r} - \frac{1}{L_2^2} N_2(r) &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (A, 1)$$

где индекс 1 — относится к скважине;
индекс 2 — относится к породе;
 L — тормозная длина;
 D — коэффициент диффузии нейтронов быстрой группы;
 $\delta(r)$ — дельта-функция Дирака.
Решения уравнений (А, 1) имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} N_1(r) &= B_1 \frac{\exp\left(-\frac{r}{L_1}\right)}{r} + C_1 \frac{\exp\left(\frac{r}{L_1}\right)}{r}; \\ N_2(r) &= B_2 \frac{\exp\left(-\frac{r}{L_2}\right)}{r} + C_2 \frac{\exp\left(\frac{r}{L_2}\right)}{r}. \end{aligned} \right\} \quad (A, 2)$$

Постоянные коэффициенты определяются из граничных условий

$$N_1(a) = N_2(a); \quad (A, 3)$$

$$D_1 \frac{\partial N_1(r)}{\partial r} = D_2 \frac{\partial N_2(r)}{\partial r} \quad \text{при } r=a \quad (A, 4)$$

$$N_2(r) \rightarrow 0 \quad \text{при } r \rightarrow \infty \quad (A, 5)$$

$$\lim_{a \rightarrow 0} D_1 \oint \frac{\partial N_1(r)}{\partial r} ds = -Q. \quad (A, 6)$$

Из выражения (А,5) следует, что $C_2=0$, а для B_1, B_2, C_1 имеем

$$B_1 = \frac{Q}{4\pi D_1} \cdot \frac{k_1}{k_1 + k_2}; \quad (A, 7)$$

$$C_1 = \frac{Q}{4\pi D_1} \cdot \frac{k_2}{k_1 + k_2}; \quad (A, 8)$$

$$B_2 = \frac{Q}{4\pi D_1} \cdot \frac{\exp\left(\frac{a}{L_2}\right)}{k_1 + k_2} \left[k_1 \exp\left(-\frac{a}{L_1}\right) + k_2 \exp\left(\frac{a}{L_1}\right) \right]. \quad (A, 9)$$

В уравнениях (А,7) — (А,9)

$$k_1 = \exp\left(\frac{a}{L_1}\right) \cdot \left[D_1 \left(\frac{a}{L_1} - 1 \right) + D_2 \left(\frac{a}{L_2} + 1 \right) \right]; \quad (A, 10)$$

$$k_2 = \exp\left(-\frac{a}{L_1}\right) \left[D_1 \left(\frac{a}{L_1} + 1 \right) - D_2 \left(\frac{a}{L_2} + 1 \right) \right]. \quad (A, 11)$$

Для определения плотности тепловых нейтронов в полости и пласте имеем, аналогично формуле (А,1), диффузионные уравнения

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 n_1(r)}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial n_1(r)}{\partial r} - \frac{1}{l_1^2} n_1(r) &= -\frac{\xi_1}{d_1 T_1} N_1(r); \\ \frac{\partial^2 n_2(r)}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial n_2(r)}{\partial r} - \frac{1}{l_2^2} n_2(r) &= -\frac{\xi_2}{d_2 T_2} N_2(r). \end{aligned} \right\} \quad (A, 12)$$

Здесь l_1 и l_2 — диффузионные длины тепловых нейтронов;
 d_1 и d_2 — коэффициенты диффузии медленных нейтронов;
 T_1 и T_2 — время жизни нейтронов быстрой группы;
 ξ_1 и ξ_2 — средние логарифмические потери энергии при соударении нейтронов с атомами среды.

Подставляя в выражение (А,12) значения $N_1(r)$ и $N_2(r)$ из формулы (А,2) с учетом (А,7) — (А,11) и интегрируя, имеем

$$\left. \begin{aligned} n_1(r) &= m_1 \frac{\exp\left(-\frac{r}{l_1}\right)}{r} + f_1 \frac{\exp\left(\frac{r}{l_1}\right)}{r} + b_1 \frac{\exp\left(-\frac{r}{L_1}\right)}{r} + c_1 \frac{\exp\left(\frac{r}{L_1}\right)}{r}; \\ n_2(r) &= m_2 \frac{\exp\left(-\frac{r}{l_2}\right)}{r} + f_2 \frac{\exp\left(\frac{r}{l_2}\right)}{r} + b_2 \frac{\exp\left(-\frac{r}{L_2}\right)}{r}. \end{aligned} \right\} \quad (A, 13)$$

В уравнении (А,13) значения коэффициентов b_1, b_2 и c_1 определяются из соотношений

$$\left. \begin{aligned} b_1 &= \frac{\xi_1}{d_1 T_1} \frac{L_1^2 l_1^2}{L_1^2 - l_1^2} B_1; \\ c_1 &= \frac{\xi_1}{d_1 T_1} \frac{L_1^2 l_1^2}{L_1^2 - l_1^2} C_1; \\ b_2 &= \frac{\xi_2}{d_2 T_2} \frac{L_2^2 l_2^2}{L_2^2 - l_2^2} B_2. \end{aligned} \right\} \quad (A, 14)$$

Постоянные m_1, m_2, f_1, f_2 находятся из условий, аналогичных условиям (А,3) — (А,6). Они оказываются равными:

$$f_1 = \frac{b_1(a_1 - a_2) - b_2 a_2 - c_1(a_2 + a_1)}{a_2 + a_1}; \quad f_2 = 0; \quad (A, 15)$$

$$m_1 = -(b_1 + c_1 + f_1);$$

$$\begin{aligned} m_2 &= \exp\left(\frac{a}{l_2}\right) \left[m_1 \exp\left(-\frac{a}{l_1}\right) + f_1 \exp\left(\frac{a}{l_1}\right) + b_1 \exp\left(-\frac{a}{L_1}\right) - \right. \\ &\quad \left. - b_2 \exp\left(-\frac{a}{L_2}\right) + c_1 \exp\left(\frac{a}{L_1}\right) \right]. \end{aligned} \quad (A, 16)$$

В формулах (А,15) и (А,16) значения α_i определяются из равенств

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= \exp\left(\frac{a}{L_1}\right) \left[d_1 \left(\frac{a}{L_1} - 1 \right) + d_2 \left(\frac{a}{L_2} + 1 \right) \right]; \\ \alpha_2 &= \exp\left(-\frac{a}{L_1}\right) \left[d_1 \left(\frac{a}{L_1} + 1 \right) - d_2 \left(\frac{a}{L_2} + 1 \right) \right]; \\ \alpha_3 &= \exp\left(\frac{a}{L_1}\right) \left[d_1 \left(\frac{a}{L_1} - 1 \right) + d_2 \left(\frac{a}{L_2} + 1 \right) \right]; \\ \alpha_4 &= \exp\left(-\frac{a}{L_1}\right) \left[d_1 \left(\frac{a}{L_1} + 1 \right) - d_2 \left(\frac{a}{L_2} + 1 \right) \right]; \\ \alpha_5 &= \exp\left(-\frac{a}{L_2}\right) \left[d_2 \left(\frac{a}{L_2} + 1 \right) - d_2 \left(\frac{a}{L_2} + 1 \right) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (A,17)$$

Выражения (А,13) с соответствующими значениями постоянных коэффициентов (А,7) — (А,11) и (А,14) — (А,17) являются исходными для вычисления плотности тепловых нейтронов в скважине и пласте от источника быстрых нейтронов. В качестве иллюстрации на рис. 1 представлены результаты расчета для известняков пористостью 0; 10 и 30% и шаровой полости, заполненной буровым раствором плотностью 1,5 г/см³, значения групповых констант принимались в соответствии с работой [2]. Для сравнения на графике нанесены кривые зависимости потока тепловых нейтронов от длины зонда в цилиндрической скважине (пунктирные кривые), приведенные в [2]. Не преувеличивая точности расчетов в обоих случаях, укажем лишь на достаточно хорошую качественную сходимость результатов. Наблюдаемое при малых значениях r завышение данных

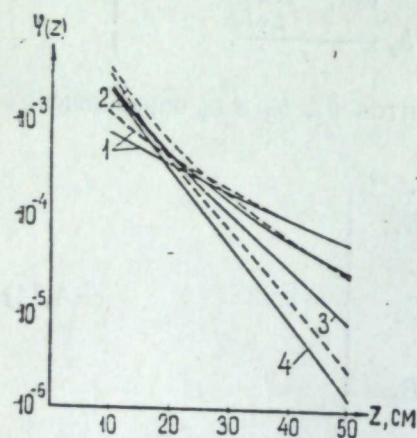


Рис. 1. Зависимость нейтронного потока от длины зонда в известняках различной пористости, пересекаемых скважиной, заполненной буровым раствором плотностью 1,5 г/см³.

1 — пористость 0%; $a = 0$; 2 — пористость 10%; $a = 10$ см; 3 — пористость 30%; $a = 10$ см; 4 — $a = \infty$; сплошные линии — результаты расчета по (А, 13); пунктирные — результаты расчета [2].

Поэтому для проведения качественного анализа некоторых вопросов нейтронметрии весьма желательно применение достаточно простых методов расчета. В связи с этим, для ориентировочных оценок ожидаемых эф-

фектов следует считать целесообразным использование вместо сложных выражений, приведенных в работе [1], полученных нами формул (А,13).

В качестве иллюстрации рассмотрим некоторые вопросы активационного каротажа.

Б. Активационный каротаж при неподвижном источнике

Плотность активированных атомов и, следовательно, величина наведенного γ -поля пропорциональны количеству нейтронов, поглощение которых происходит на ядрах атомов элементов, входящих в состав пород, окружающих скважину. Очевидно, что количество нейтронов, диффундирующих в породы, будет существенно зависеть от диаметра скважины. С этой точки зрения представляет интерес оценка размеров зоны вокруг источника, в которой распространяется подавляющее большинство всех генерируемых источником нейтронов. Эту область мы условно назовем зоной влияния¹. Кроме того, целесообразно оценить долю нейтронов, поглощение которых происходит в объеме пород, входящих в зону влияния, и зависимость ее от диаметра скважины. Эти данные, не являясь параметрами эффективной зоны исследования нейтронными методами, служат приближенными характеристиками последней и позволяют, как это будет показано ниже, сделать ряд практически интересных выводов.

Радиус зоны влияния (R) определяется в общем виде из уравнения типа

$$4\pi \int_0^R n(r) r^2 dr = KN, \quad (B,1)$$

где $n(r)$ — плотность распределения тепловых нейтронов;

N — полное количество тепловых нейтронов, которое для двухслойной среды (скважина и пласт) подсчитывается таким образом:

$$N = 4\pi \left\{ \int_0^a n_1(r) r^2 dr + \int_a^\infty n_2(r) r^2 dr \right\}; \quad (B,2)$$

K — доля нейтронов вне зоны влияния, обычно полагают $K=0,1$.

Количество нейтронов, поглощение которых происходит в породах, расположенных в зоне влияния, определится как

$$N_n = 4\pi \int_a^R n_2(r) r^2 dr, \quad (B,3)$$

а доля этих нейтронов в общем количестве их в зоне влияния

$$\varepsilon = \frac{N_n}{N_R}. \quad (B,4)$$

В случае шаровой полости значения интегралов в уравнении (Б,4) находятся аналитически. С учетом решения (А,13) из выражения (Б,1) для определения радиуса зоны влияния имеем

$$b_2 \left(\frac{R}{L_2} + 1 \right) \exp\left(-\frac{R}{L_2}\right) + m_2 \left(\frac{R}{L_2} + 1 \right) \exp\left(-\frac{R}{L_2}\right) = \frac{0,1N}{4\pi}. \quad (B,5)$$

Это уравнение решалось численно, причем для пород нулевой пористости начиная с $R > 60$ см, а для пористых сред начиная с $R > 40$ см вторым

¹ В свое время была проведена оценка размеров такой области в случае расположения источника нейтронов в однородной среде [5]. Автор ошибочно расценивал ее как эффективную зону исследования нейтронными методами.

членом левой части выражения можно пренебречь. Результаты расчетов для известняков различной пористости, пересеченных скважиной разного диаметра, представлены на рис. 2 и 3. Значения радиуса зоны влияния R и толщины шарового слоя породы R_n , входящей в эту зону, выражены в единицах радиуса зоны влияния в известняках нулевой пористости при отсутствии скважины R_0 .

Из рис. 2 видно, что эффективный объем исследуемой породы резко уменьшается с увеличением ее пористости и диаметра скважины, причем влияние пористости более существенно, чем диаметра. При малых значениях пористости увеличение диаметра скважины приводит к существенному уменьшению R_n . По мере увеличения пористости зависимость R_n от a становится менее резкой. Таким образом, представительность «нейтронной» пробы будет существенно зависеть от влажности пород, разреза и диаметра скважины, оставаясь все же больше геологической. Это, в частности, обосновывает неправоту сравнения данных нейтронметрии с резуль-

при исследовании вопроса о влиянии активации кремния быстрыми нейтронами при активационном каротаже бокситов [6], где результаты эксперимента, проводившегося на модели скважины малых размеров, оказались в хорошем соответствии с данными теоретического расчета.

Доля нейтронов, поглощение которых происходит в породах, входящих в зону влияния, резко уменьшается с увеличением диаметра скважины (рис. 3). В связи с этим, при наличии каверн в стенках скважины эффективность нейтронных методов снижается. При постановке активационного каротажа в скважинах большого диаметра (более 10—15 см) необходимо использовать источники нейтронов большей мощности, чем при каротаже скважин стандартного (для рудных месторождений) диаметра. Это утверждение требует экспериментального уточнения. При проведении нейтронного метода с зондами малой длины в скважинах большого диаметра или в условиях значительной кавернозности ствола скважины необходимо исключить из измеряемых величин составляющую, обусловленную взаимодействием нейтронов с ядрами атомов элементов скважинного заполнителя. С этой целью применяются борное окружение и специальной конструкции вытеснители. Использование скважинных снарядов такой конструкции при каротаже рудных и угольных скважин нежелательно в связи с опасностью обрыва каротажного зонда. При постановке нейтронного γ -каротажа перспективно использование детекторов и схем, позволяющих осуществлять пороговую дискриминацию регистрируемого γ -излучения. В случае заполненных водой скважин уровень дискриминации составляет 2,3 Мэв.

Теоретическое исследование величины интенсивности наведенного γ -поля в случае активационного каротажа (АК) при неподвижном источнике (точечный АК), проведенное в работах [7, 8], выполнено без учета влияния скважины на плотность распределения нейтронов в породах, ее окружающих. В последнее время высказано мнение [9], что с увеличением диаметра скважины интенсивность наведенного γ -поля в центре скважины будет увеличиваться и, достигнув максимума при определенном значении диаметра, начнет уменьшаться с дальнейшим увеличением последнего. Теоретическое исследование этого вопроса для цилиндрической скважины связано с большими математическими трудностями. Решение упрощается при аппроксимации реальной скважины сферической полостью.

Если линейные коэффициенты поглощения γ -лучей в скважине и породе равны соответственно μ_1 и μ_2 , причем $\mu_1 < \mu_2$, то в лучевом приближе-

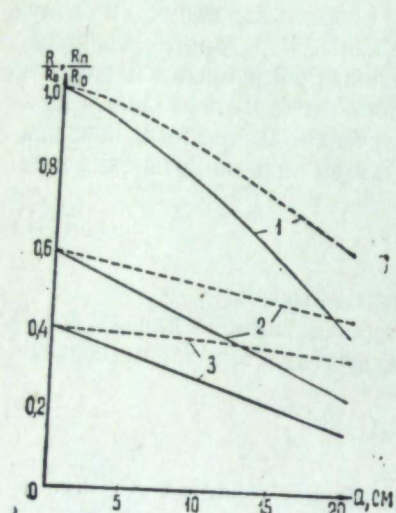


Рис. 2. Зависимость радиуса зоны влияния в известняках различной пористости от диаметра шаровой полости. Пористость, %: 1 — 0; 2 — 10; 3 — 30; сплошные линии R_n/R_0 ; пунктирные — R/R_0 .

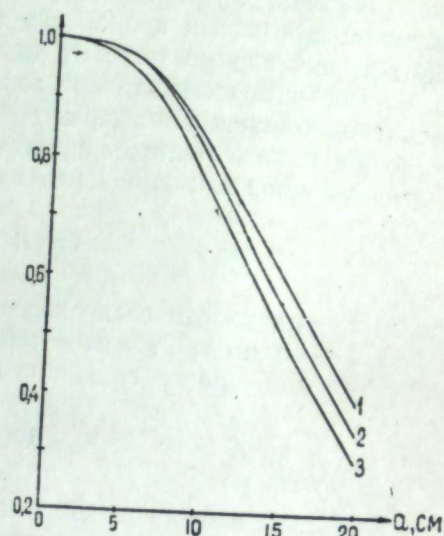


Рис. 3. Зависимость доли нейтронов, поглощающихся в объеме шарового слоя известняков мощностью R_n , от диаметра сферической полости. Пористость, %: 1 — 0; 2 — 10; 3 — 30.

татами геологического опробования керна по отдельным пробам и интервалам разреза малой мощности. Кроме того, при количественной интерпретации данных нейтронметрии и, в частности, активационного каротажа на месторождениях бокситов и нейтронного метода на контактово-метасоматических месторождениях бора с вкрапленным или прожилковым типом минерализации, необходимо учитывать возможную переменную влажность пород разреза, содержащих искомую минерализацию, так как в таких случаях изменение макросечения поглощения нейтронов будет частично происходить за счет уменьшения количества взаимодействующих ядер данного элемента в связи с уменьшением объема пород, входящих в зону влияния. Рис. 2 также показывает, что при лабораторном моделировании активационного каротажа в заполненных водой скважинах, пересекающих пласт пористых пород, стремление использовать модели диаметром 1,5—2 м не оправдано, габариты их можно существенно уменьшить, что значительно упростит технику и условия проведения эксперимента. Последний вывод реализован

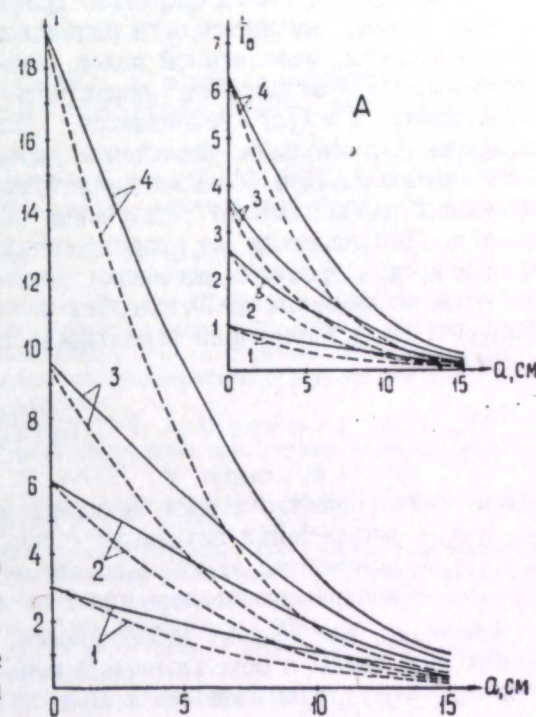


Рис. 4. Расчетная зависимость интенсивности радиационного γ -излучения песка различной пористости от диаметра шаровой полости, заполненной водой.

А — зависимость интенсивности γ -излучения в точке источника для указанных случаев в единицах интенсивности γ -поля в однородной среде нулевой пористости (I_0).

Пористость, %: 1 — 0; 2 — 5; 3 — 10; 4 — 20; сплошные линии — $\mu_1 < \mu_2$; пунктирные — $\mu_1 = \mu_2$.

нии для определения интенсивности радиационного γ -излучения пород в центре сферической полости имеем

$$I = \frac{4\pi}{r} \exp(-\mu_1 a) \exp(\mu_2 a) \int_a^\infty n_2(r) \exp(-\mu_2 r) dr. \quad (Б,6)$$

Вычисление интеграла в уравнении (Б,6) с учетом (А,13) приводит к выражению, содержащему интегральные показательные функции, протабулированные в работе [10]

$$I = \frac{4\pi}{r} \exp(-\mu_1 a) \exp(\mu_2 a) \left\{ -m_2 Ei \left[-a \left(\mu_2 + \frac{1}{L_2} \right) \right] - b_2 Ei \left[-a \left(\mu_2 + \frac{1}{L_2} \right) \right] \right\}. \quad (Б,7)$$

Функция $I=I(a)$ монотонно убывает во всей области ее определения. Это, в частности, иллюстрируется графиками рис. 4.

Как видим, интенсивность радиационного γ -излучения в центре сферической полости, заполненной водой, резко уменьшается с увеличением ее диаметра. С увеличением пористости пород, окружающих скважину, зависимость $I=I(a)$ усиливается. Для плотных пород, не содержащих водорода, значительное увеличение диаметра приводит к незначительному уменьшению I . При больших диаметрах скважины различия в абсолютных значениях радиационного γ -излучения пород различной пористости сглаживаются. Для перехода от радиационного γ -излучения к интенсивности наведенного в процессе активации γ -поля результаты, полученные в итоге расчетов по формуле (Б,7), следует умножить на соответствующий коэффициент, представляющий вероятность активации того или иного элемента в среде q

$$q = \frac{\nu \sigma_{act}}{\nu \sigma_a + \sum_i \nu_i \sigma_{ai}}; \quad (Б,8)$$

здесь ν — количество атомов активируемого элемента в 1 см^3 среды; σ_{act} и σ_a — поперечники активации и поглощения активируемого элемента 1; ν_i — количество атомов i -го элемента в 1 см^3 среды; σ_{ai} — поперечник поглощения i -го элемента.

Очевидно, что эффект нелинейности, отмеченный в работах [7, 8] для однородной среды и обусловленный непостоянством макросечения поглощения $\nu \sigma_a + \sum_i \nu_i \sigma_{ai}$, сохраняется и при наличии скважины, с увеличением диаметра которой происходит лишь уменьшение абсолютного эффекта активации.

Выводы

Теоретическое рассмотрение различных задач нейтронметрии скважин связано с большими математическими трудностями и для цилиндрической (реальной) скважины даже в рамках двухгруппового диффузионного приближения приводит к выражениям, интегрирование которых для конкретных условий каротажа требует применения достаточно трудоемких численных методов расчета. Между тем, для выяснения основных закономерностей нейтронметрии в условиях скважины и уверенной интерпретации ее данных, а также для правильного выбора условий экспериментов по моделированию

нейтронных методов в лабораторных условиях возможность проведения ориентировочной оценки ожидаемых эффектов путем несложных численных расчетов имеет большой практический интерес.

В двухгрупповой диффузии создание такого метода расчета возможно при аппроксимации реальной цилиндрической скважины сферической полостью того же радиуса. Не претендуя на строгий количественный анализ основных явлений нейтронметрии, предложенный метод дает возможность проведения ориентировочной качественной оценки их. Если диффузионные параметры пород и скважинного заполнителя имеют близкие значения ($l_1 \approx l_2$), можно ожидать достаточно хорошей количественной сходимости результатов расчета для цилиндрической и сферической геометрии. Исследования, проведенные нами на основании полученных выражений для плотности тепловых нейтронов и интенсивности радиационного γ -излучения, позволили изучить зависимость наведенного γ -поля от диаметра скважины и сделать ряд методических выводов, которые должны быть учтены при практическом проведении нейтронного и активационного каротажа.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Е. Глауберман, И. И. Тальянский. О распределении нейтронов в средах с заданными свойствами при цилиндрической границе раздела. «Атомная энергия», т. 3, № 7, 1957.
2. И. И. Тальянский, Б. Ф. Биленький, Я. П. Драган. К теории нейтронного каротажа. Сб. «Прикладная геофизика». Вып. 25. М., Гостоптехиздат, 1960.
3. С. Глесстон, М. Эдлунд. Основы теории ядерных реакторов. М., Изд-во иностр. лит., 1954.
4. О. А. Барсуков, Н. М. Блинова, С. Ф. Выборных, Ю. А. Гулин, В. Н. Дахнов, В. В. Ларнонов, А. И. Холин. Радиоактивные методы исследования нефтяных и газовых скважин. М., Гостоптехиздат, 1958.
5. А. В. Золотов. Эффективный радиус исследования радиометрии скважин. Сб. «Разведка и разработка полезных ископаемых». М., Гостоптехиздат, 1958. (Труды Всесоюз. науч.-техн. конфер. по применению радиоактивных и стабильных изотопов и излучений в народном хозяйстве и науке).
6. В. А. Белых, И. Н. Сенько-Булатный, С. А. Шулятьев, Л. И. Якуб. О влиянии активации кремния быстрыми нейтронами при активационном каротаже на месторождения бокситов. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 6, 1961.
7. Ю. П. Булашевич, С. А. Шулятьев. Оптимальные условия непрерывного активационного каротажа. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2, 1960.
8. Ю. С. Шимелевич. Методика активационного анализа горных пород в скважинных условиях. Сб. «Разведка и разработка полезных ископаемых». М., Гостоптехиздат, 1958. (Труды Всесоюз. науч.-техн. конфер. по применению радиоактивных и стабильных изотопов и излучений в народном хозяйстве и науке).
9. Г. С. Возжеников. Бескерновое определение меди в скважинах. Автореф. дисс. Свердловск, Фонды СГИ им. В. В. Вахрушева, 1961.
10. Е. Янке, Ф. Эмде. Таблицы функций с формулами и кривыми. М., Физматгиз, 1959.

¹ Для большинства ядер $\sigma_{act} = \sigma_a$.

В. Ф. ЗАХАРЧЕНКО

К ВОПРОСУ ПРИМЕНИМОСТИ ПРИБЛИЖЕННЫХ СХЕМ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ НЕЙТРОННОЙ ГЕОФИЗИКИ

Дан обзор существующих методов приближенного теоретического анализа процесса переноса нейтронов применительно к решению задач скважинной нейтронометрии. Основное внимание уделено вопросу переноса нейтронов при замедлении. Впервые в геофизической литературе обсуждается метод синтетической функции рассеяния. Показано место и связь приближенных моделей расчета и оцениваются границы их применимости.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ

Взаимодействие нейтронов с веществом проявляется в обширном многообразии ядерных явлений, поскольку нейтроны способны эффективно взаимодействовать с атомными ядрами в весьма широком энергетическом интервале. Нейтрон не имеет электрического заряда и поэтому практически с любой энергией может пересечь границу ядра.

В нейтронных методах исследования буровых скважин в настоящее время используются полоний-бериллиевые источники. Испускаемый ими спектр нейтронов [1] простирается от 0,5 до 11 Мэв. С внедрением в скважинную геофизику нейтронных генераторов появятся источники нейтронов с энергией 14 Мэв. В различных модификациях нейтронного каротажа регистрируются непосредственно нейтроны или вторичное излучение, вызываемое взаимодействием нейтронов со средой. Основная роль при этом принадлежит нейтронам с энергией меньше 1 эв. Быстрые нейтроны при взаимодействии с веществом и торможении проходят энергетический интервал от нескольких миллионов до 1 эв, а иногда и до тепловой энергии (0,025 эв). В теоретической и экспериментальной физике изучают свойства нейтронов и характер их взаимодействия с веществом в более широком энергетическом интервале. Несмотря на несколько суженный интервал нейтронных энергий в рассматриваемом случае, все еще сохраняется определенное многообразие явлений, проявляющихся при взаимодействии нейтронов с породой.

В результате проникновения их в породу, окружающую скважину, устанавливается некоторое распределение нейтронов, которое связано со свойствами среды. С другой стороны, взаимодействие нейтронов с атомными ядрами вещества сопровождается изменением состояния самих ядер. Из круга явлений, составляющих основу физических предпосылок нейтронных методов исследования буровых скважин, мы рассматриваем взаимодействия, определяющие пространственно-энергетическое распределение нейтронов.

А. Понятие эффективного сечения ядра

Один и тот же тип взаимодействия или одно и то же ядерное явление может происходить с большей или меньшей вероятностью — в зависимости от энергии нейтрона и типа ядра. Вероятность того или иного ядерного процесса (эффекта) описывается нейтронными эффективными сечениями. Таким образом, нейтронные эффективные сечения дают количественную характеристику взаимодействия нейтронов с веществом.

Эффективные сечения выражаются в единицах площади — в барнах (1 барн = 10^{-24} см²), что не случайно: эта размерность вытекает из простого геометрического понятия сечения и сохраняется в строгом квантовомеханическом описании процесса столкновения нейтрона с ядром. В элементарном понятии эффективное сечение может быть представлено площадью проекции ядра на плоскость, перпендикулярную направлению движения нейтрона, в частности, для сферических ядер $\sigma = \pi R^2$. Конечно, такое определение сечения дается главным образом в целях наглядности. Более пригодное и точное определение дает квантовомеханическое рассмотрение [1, 2]. В квантовой механике нейтроны представляются в виде плоской волны. Взаимодействие нейтронов с веществом представляет собой задачу рассеяния нейтронной волны на некотором силовом центре-ядре. Если потенциал ядра сферически симметричен, то амплитуда рассеянной волны может быть представлена в виде разложения по полиномам Лежандра, то есть в виде суммы амплитуд парциальных волн. Квадрат модуля амплитуды рассеянной волны есть вероятность рассеяния в единице телесного угла под углом θ . Эта вероятность называется дифференциальным сечением рассеяния.

$$\sigma(\theta) = \lambda^2 \left| \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \exp(i\delta_l) \cdot P_l(\cos \theta) \sin \delta_l \right|^2, \quad (A, 1)$$

где λ^* — длина волны нейтрона, деленная на 2π ;

$P_l(\cos \theta)$ — полином Лежандра порядка l . Величина δ_l представляет собой сдвиг фазы l -й парциальной волны и определяет величину ее амплитуды. Полное сечение рассеяния, то есть вероятность рассеяния в телесном угле 4π , получим интегрированием $\sigma(\theta)$:

$$\sigma = 2\pi \int_0^\pi \sigma(\theta) \sin \theta d\theta = 4\pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \delta_l. \quad (A, 2)$$

Оставаясь в пределах задачи настоящего раздела, проанализируем полученный результат лишь в одном частном случае.

С физической точки зрения $l\hbar^*$ представляет собой орбитальный момент количества движения. В классической физике количество движения частицы равно mv . Отношение $l\hbar^*/mv$ представляет собой наименьшее расстояние, на которое может приблизиться нейтрон к ядру. Но, кроме того, $\hbar^*/mv$ — длина волны нейтрона, деленная на 2π . Поэтому наименьшее расстояние равно $l\lambda^*$. Очевидно, что если это расстояние велико по сравнению с радиусом ядра R , то рассеяния не будет и соответствующий член в сумме обратится в нуль. Существенный вклад в сечение будут давать члены с l , удовлетворяющим условию $l < \frac{R}{\lambda^*}$. Нейтронам с низкой энергией (менее 10^4 эв) соответствует настолько большая длина волны, что в сумме по l достаточно сохранить только член с $l=0$, то есть возможно рассеяние только с орбитальным моментом, равным нулю. Тогда

$$\sigma = 4\pi \lambda^2 \sin^2 \delta_0. \quad (A, 3)$$

Если рассматривать ядра в виде непроницаемой сферы радиуса R , то волна сдвинется на величину R . Соответствующий сдвиг фазы будет равен $\frac{2\pi R}{\lambda} = \frac{R}{\lambda^*}$. Так как в нашем случае $R \ll \lambda^*$, то $\sin \delta_0 \approx \delta_0 = \frac{R}{\lambda^*}$.

Сечение рассеяния получим окончательно

$$\sigma = 4\pi R^2. \quad (A, 4)$$

Мы попытались изложить самую общую схему рассуждений, которая позволила бы подойти к понятию нейтронных эффективных сечений, и, конечно, не ставили целью дать обзор всех достижений теории в объяснении и предсказании целого ряда интересных особенностей во взаимодействии нейтрона с атомным ядром. Подчеркнем только, что квантовомеханическое рассмотрение задачи, проведенное выше в качестве иллюстрации для простого случая, дает результат, не отличающийся качественно, но количественно в четыре раза превосходящий величину сечения, следующую из элементарных представлений.

В подавляющем большинстве практических расчетов используются значения эффективных сечений, измеренных экспериментально.

Б. Нейтронные эффективные сечения

Большому многообразию типов взаимодействия нейтронов с веществом соответствует такое же множество типов эффективных сечений. Однако численные значения некоторых из них во много раз превосходят величины сечений других типов взаимодействий. К таким доминирующим взаимодействиям относятся рассеяние (упругое, в том числе резонансное, а иногда и неупругое) и захват нейтрона ядром.

Наиболее полные экспериментальные данные имеются по полным нейтронным сечениям σ , и сечениям захвата тепловых нейтронов σ_c . Полные сечения определяются измерением величины ослабления пучка нейтронов после прохождения через образец, то есть путем вычисления отношения числа нейтронов в узком пучке за образцом к числу нейтронов в пучке без образца. Поэтому полное нейтронное сечение содержит все типы взаимодействий, выводящих нейтроны из пучка. Результаты измерений полных нейтронных сечений собраны в атлас [3] и представлены в виде графиков, дающих зависимость сечения от энергии нейтрона. В большинстве случаев основным типом взаимодействия быстрых нейтронов является рассеяние.

В энергетическом интервале свыше 1 Мэв рассеяние может быть как упругое, так и неупругое. При рассмотрении пространственно-энергетического распределения нейтронов неупругим рассеянием обычно пренебрегают. Однако для источников нейтронов с более высокой энергией роль неупругого рассеяния в установлении распределения нейтронов может возрасти. Кроме того, возрастает вероятность неупругих взаимодействий, приводящих к активации, и повышается интенсивность γ -излучения неупругого рассеяния. Имеющиеся в литературе данные по измерениям сечений неупругого взаимодействия в настоящее время не обобщены. Поэтому мы сочли целесообразным для справок поместить таблицу, из которой можно заключить, что в энергетическом интервале свыше 1 Мэв сечение неупругого рассеяния иногда достигает половины полного.

Неупругое рассеяние является частным случаем неупругого взаимодействия нейтрона с ядром. При таком взаимодействии нейтрон входит в состав ядра, образуя так называемое промежуточное ядро с энергией возбуждения, равной кинетической энергии нейтрона плюс энергия связи. Превращение промежуточного ядра может произойти путем испускания протона, γ -кванта или, что наиболее вероятно, нейтрона. При этом

Нейтронные сечения неупругого рассеяния

Ядро	Энергия нейтрона, Мэв	σ_{in}^* , барн	σ_t^{**} , барн	Литература
Be	14	(0,5)	1,5	[4]
	7	(0,62)	1,7	[6]
B	14	(0,66)	1,5	[4]
C	14,2	(0,55)	1,4	[6]
	14	(0,64)	1,4	[4]
	7	0,18	1,5	[6]
	3,6	0,015	2,00	[5]
N	14	(0,80)	1,5	[4]
O	14	0,85	1,5	[4]
Na	3,6	0,55	2,4	[5]
Mg	14	0,95	1,7	[4]
	6,7	0,92	1,65	[6]
Al	14	(1,00)	1,58	[4]
	7	0,86	2,00	[6]
	3,6	0,7	2,4	[5]
Si	14	1,02	1,9	[4]
P	14	1,13	1,9	[4]
S	14	(1,2)	1,9	[4]
Cl	3,6	0,96	3,00	[5]
Ca	14	1,36	2,3	[4]
Ti	14	1,17	2,4	[4]
Cr	14	1,33	2,4	[4]
Fe	14	(1,37)	2,6	[4]
	3,6	1,07	3,5	[5]
	1,66	0,95	3,0	[7]
	1,58	1,17	3,0	[7]
Ni	14	1,38	2,5	[4]
Cu	14	(1,45)	3,0	[4]
	7	1,54	3,0	[6]
Zn	14	(1,48)	3,0	[4]
	3,6	1,38	3,0	[5]
Se	14	(1,66)	3,5	[4]
	3,6	1,6	4,0	[5]
Zr	11	1,78	4,0	[6]
	7	1,7	4,0	[6]
	3,6	1,47	4,0	[5]
Ag	14	(1,8)	4,0	[4]
Cd	14	(1,89)	4,5	[4]
	3,6	1,89	4,5	[5]
Sn	14	(1,85)	4,0	[4]
	7	2,00	4,5	[6]
	3,6	1,92	4,0	[5]
Sb	14	(1,96)	4,0	[4]
	3,6	2,09	4,5	[5]
Te	14	2,00	4,4	[4]
	3,6	1,92	5,0	[5]
J	14	(2,1)	4,5	[4]
	3,6	2,1	4,5	[5]
Ba	14	1,9	5,0	[4]
W	14	(2,42)	5,0	[4]
Au	14	(2,48)	5,0	[4]
Hg	14	(2,71)	5,5	[4]
Pb	14	(2,52)	5,5	[4]
	3,6	1,72	7,0	[4]
Bi	14	(2,52)	5,0	[5]
	7	2,38	5,5	[4]
NaCl	3,6	1,72	8,0	[6]
	3,6	1,51		[5]

* В скобках — средние значения по приведенным в указанной литературе.
 ** Значения σ_t взяты из атласа [3].

энергия вновь испущенного нейтрона ниже энергии падающего. Остальная часть энергии возбуждения ядра высвобождается в виде γ -излучения.

Значения сечений неупругого рассеяния, сравнимые с сечениями упругого рассеяния, наряду со значительной потерей энергии нейтрона при столкновении могут оказать существенное влияние на пространственно-энергетическое распределение нейтронов с энергией вблизи 1 Мэв. Это особенно вероятно для не слишком легких ядер.

Кроме того, неупругое рассеяние сопровождается γ -излучением. Попытки создания строгой количественной теории интерпретации диаграмм НГК должны если не учитывать это излучение, то хотя бы содержать соответствующий анализ возможных ошибок.

В. Классификация нейтронов по энергиям

В нейтронной физике используют несколько критериев для классификации нейтронов по энергиям. Целесообразность той или иной классификации определяется, главным образом, областью исследований, проводимых с помощью нейтронов, или способом их получения (например, по способу получения к быстрым нейтронам относят нейтроны, полученные с помощью ускорителей; различают также нейтроны котла, нейтроны деления и т. д.). Для решения задач геофизики наиболее подходит классификация по типу взаимодействия нейтронов с атомным ядром.

Согласно этой классификации, в физике нейтроны с энергией несколько сот килоэлектронвольт и выше относят к быстрым. Нейтроны,

принадлежащие к энергетическому интервалу с резко выраженными резонансными явлениями, называются резонансными. Выделяют также медленные нейтроны, для которых сечение образования составного ядра (в большинстве случаев сечения захвата) подчиняется закону $1/v$ (v — скорость нейтрона). Энергетический интервал их начинается несколько выше тепловой области и включает последнюю. Эта классификация, как, впрочем, и другие, не дает резких энергетических границ для отдельных групп. Однако она полезна при теоретических и экспериментальных исследованиях. Например, выражение «быстрые нейтроны» подчеркивает тот факт, что мы интересуемся типом взаимодействий, присущих этому энергетическому интервалу, и оставляем в стороне, в частности, резонансные явления.

Практикой и теорией нейтронных методов исследования буровых скважин приведенная выше физическая классификация еще более упрощена. В основу геофизической классификации положены явления, составляющие физическую основу этих методов. Вся энергетическая область существования нейтронов делится на два интервала. Нейтроны с энергией от энергии нейтронов источника до надтепловых относятся к быстрым, основным типом взаимодействия которых является рассеяние с замедлением. Характер взаимодействия тепловых нейтронов отличен от быстрых: рассеяние их не сопровождается изменением спектра (отсутствует замедление), но в то же время становится существенным захват и связанные с ним процессы.

ЗАМЕДЛЕНИЕ НЕЙТРОНОВ

Замедление нейтронов — явление, хронологически предшествующее всем остальным процессам взаимодействия. В процессе замедления нейтроны проникают в окружающую источник породу. Действительно, как мы уже отмечали, регистрируемые в существующих методах нейтронной геофизики эффекты вызываются нейтронами, замедлившимися до энергии порядка 1 эв и ниже. Таким образом, процесс замедления снабжает исследуемое пространство нейтронами требуемых энергий. В породах обычно среднее расстояние проникновения нейтронов при замедлении значительно больше соответствующих расстояний при последующих процессах. Отсюда очевидна существенная роль замедления в установлении пространственного распределения нейтронов. В результате приходим к первоочередной задаче — изучению пространственно-энергетического распределения замедляющихся нейтронов.

Г. Кинетическое уравнение [8]

Первоначально задача состоит в том, чтобы отыскать уравнение, позволяющее при заданных источниках нейтронов определить функцию распределения нейтронов. Пусть $N(\vec{r}, \vec{p}, t)$ есть число нейтронов в единице объема в некоторый момент времени t , обладающих импульсом $\vec{p}$ и находящихся в точке $\vec{r}$. Рассмотрим изменение этой величины со временем. Это изменение равно частной производной по времени $\frac{\partial N}{\partial t}$ и вызывается следующими процессами.

1. Свободное движение нейтронов; изменение числа нейтронов в результате свободного движения равно $-\vec{v} \text{ grad } N$.

2. Столкновения, приводящие к уходу нейтронов; уход нейтронов пропорционален скорости v , сечению взаимодействия (в общем случае σ_t), числу центров взаимодействия n в единице объема и плотности нейтронов $N(\vec{r}, \vec{p}, t)$, то есть $-\nu \sigma_t N$ или $-\frac{\nu}{l} N$, где $l = \frac{1}{n \sigma_t}$ — длина взаимодействия.

Столкновения, в результате которых нейтроны, находящиеся в данной точке, но обладающие более высокой энергией (импульсом $\vec{p}'$), приобретают импульс $\vec{p}$; эта величина также пропорциональна скорости v' , обратно пропорциональна длине рассеяния l_s (такие изменения возможны только при рассеянии), пропорциональна вероятности $W(\vec{p}', \vec{p})$ изменения импульса, находящегося в интервале между $\vec{p}'$ и $\vec{p}' + d\vec{p}'$, и плотности нейтронов $N(\vec{r}, \vec{p}', t)$. Результат должен быть проинтегрирован по всем возможным значениям импульса $\vec{p}'$.

$$\int \frac{v'}{l_s} W(\vec{p}', \vec{p}) N(\vec{r}, \vec{p}', t) d\vec{p}'.$$

И, наконец, ко всем этим изменениям необходимо добавить число нейтронов S , ежесекундно доставляемых источником.

В итоге получим следующее интегро-дифференциальное уравнение

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\vec{v} \text{grad } N - \frac{v}{l} N + \int \frac{v'}{l_s} W(\vec{p}', \vec{p}) N(\vec{r}, \vec{p}', t) d\vec{p}' + S. \quad (\Gamma, 1)$$

Мы будем интересоваться стационарным распределением нейтронов. Поэтому положим $\frac{\partial N}{\partial t} = 0$. И далее, вместо плотности нейтронов введем число столкновений $\psi = \frac{v}{l} N$. Тогда уравнение для определения ψ будет иметь вид

$$l \frac{v}{l_s} \text{grad } \psi + \psi = \int \frac{v'}{l_s} W(\vec{p}', \vec{p}) \psi(\vec{r}, \vec{p}') d\vec{p}' + S. \quad (\Gamma, 2)$$

Функция рассеяния $W(\vec{p}', \vec{p})$, нормированная на единицу, в случае изотропного рассеяния в системе центра инерции дается выражением

$$W(\vec{p}', \vec{p}) = \frac{1}{8\pi} \left(\frac{M+1}{M} \right)^2 \left(\frac{2}{E} \right)^{\frac{1}{2}} \delta \left[E - E' - \frac{(\vec{p} - \vec{p}')^2}{2M} \right]. \quad (\Gamma, 3)$$

Здесь M — масса рассеивающего ядра в единицах массы нейтрона.

Заметим, что сферическая симметрия рассеяния в системе центра инерции, а следовательно, и выражение (Г, 3) для функции рассеяния имеют место при $\lambda^* \gg R$ (S — рассеяние). После перехода от длины волны к энергии нейтрона с учетом значения $R = 1,5 \cdot 10^{-13} M^{\frac{1}{2}}$, условие примет вид $E \ll 9,61 M^{-\frac{2}{3}} \text{ Мэв}$. Например, для ядра с атомным весом $M = 125$ правая часть неравенства равна $0,38 \text{ Мэв}$, а для углерода ($M = 12$) $1,85 \text{ Мэв}$.

Исследование кинетического уравнения и его решений ведется обычно в переменных $u = \ln \frac{E_0}{E}$ и $\vec{\Omega} = \frac{\vec{v}}{v}$, где E_0 — начальная энергия нейтрона. Перепишем поэтому кинетическое уравнение (Г, 2) в этих новых переменных:

$$l \vec{\Omega} \text{grad } \psi + \psi = \int \frac{v'}{l_s} f(\vec{\Omega}', \vec{\Omega}, u - u') \psi(\vec{r}, u', \vec{\Omega}') du' d\vec{\Omega}' + S. \quad (\Gamma, 4)$$

Функция рассеяния $W(\vec{p}', \vec{p})$ и

$$f(\vec{\Omega} \vec{\Omega}', u) = \frac{(M+1)^2}{8\pi M} e^{-u\delta} \left[\vec{\Omega} \vec{\Omega}' - \left(\frac{M+1}{2} e^{-\frac{u}{2}} - \frac{M-1}{2} e^{\frac{u}{2}} \right) \right] \quad (\Gamma, 5)$$

связаны соотношением

$$W(\vec{p}', \vec{p}) d\vec{p}' = f(\vec{\Omega} \vec{\Omega}', u - u') du' d\vec{\Omega}'. \quad (\Gamma, 6)$$

Решение кинетического уравнения (Г, 4) в общем случае представляет собой довольно сложную математическую задачу, чем и обусловлено появление в зарубежной и отечественной литературе многочисленных работ, посвященных этой проблеме. Авторы вносят различные упрощающие предположения в кинетическое уравнение и ищут решение, в некоторой степени удовлетворяющее конкретным условиям физической задачи. Совсем недавно получено решение кинетического уравнения в общем виде [9], которое сводится к многократному интегрированию и суммированию известных функций. Использование его требует применения вычислительных машин и не дает необходимой прозрачности применительно к анализу многочисленных вариантов условий в нейтронной геофизике.

С момента возникновения нейтронного каротажа и до настоящего времени все основные закономерности этого метода описывались и предсказывались на основе приближенных моделей процесса замедления [10] — [12]. Попытки уточнения и выяснения особенностей метода нейтронотрии скважин на основе решения кинетического уравнения приводят либо к тривиальным, либо к известным результатам. Думается, что не лишено смысла обратить внимание на приближенные модели описания процесса распространения замедляющихся нейтронов. Предварительно получим из кинетического уравнения два полезных результата, которые будут использованы в последующих выкладках.

Д. Распределение нейтронов по энергиям

Найдем функцию $N_0(u)$ — распределение нейтронов по энергиям. Эта функция представляет собой число нейтронов во всем объеме, обладающих данной энергией. По определению,

$$N_0(u) = \int N(\vec{r}, u, \vec{\Omega}) d\vec{r} d\vec{\Omega} \quad (\text{Д, 1})$$

или

$$N_0(u) = \frac{l}{v} \int \psi(\vec{r}, u, \vec{\Omega}) d\vec{r} d\vec{\Omega} = \frac{l}{v} \psi_0(u). \quad (\text{Д, 2})$$

Уравнение для нахождения $\psi_0(u)$ получим, интегрируя кинетическое уравнение (Г, 4) по объему и по направлениям скоростей. Для решений, стремящихся к нулю на бесконечности, интеграл по объему от $\vec{\Omega} \text{grad } \psi$ равен нулю. Остальные члены уравнения дадут

$$\psi_0(u) = \int \frac{v'}{l_s} f_0(u - u') \psi_0(u') du' + S(u), \quad (\text{Д, 3})$$

где

$$f_0(u) = \int f(\vec{\Omega} \vec{\Omega}', u) d\vec{\Omega}'; \quad S(u) = \int S(\vec{r}, u, \vec{\Omega}) d\vec{r} d\vec{\Omega}.$$

Используя соотношение (Г, 5), получим

$$f_0(u) = \begin{cases} \frac{(M+1)^2}{4M} e^{-u}, & \text{если } u \leq \ln \left(\frac{M+1}{M-1} \right)^2 = u_m \\ 0, & \text{если } u > \ln \left(\frac{M+1}{M-1} \right)^2 = u_m \end{cases} \quad (\text{Д, 4})$$

Способы решения уравнения (Д, 3) сравнительно не сложны. В случае, когда $l=l_s$ и источник нейтронов монохроматический, то есть $S(u) = Q_0 \delta(u)$, для водородного замедлителя имеется точное решение $\psi_0(u) = Q_0$. Для тяжелого замедлителя необходимо воспользоваться преобразованием Лапласа. Обращение изображения Лапласа при $u \gg 1$ дает

$$\xi \psi_0(u) = Q_0, \quad (\text{Д, 5})$$

где

$$\xi = 1 + \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} \ln \varepsilon; \quad \varepsilon = \left(\frac{M-1}{M+1} \right)^2. \quad (\text{Д, 6})$$

Таким образом, число столкновений при отсутствии утечки и захвата не зависит от энергии.

Физический смысл величины ξ можно выяснить из следующих соображений. Число столкновений для замедления нейтрона от $u_1 = \ln \frac{E_0}{E_1}$ до $u_2 = \ln \frac{E_0}{E_2}$ (при малых E_1 и E_2 по сравнению с E_0) равно:

$$\nu_{12} = \frac{1}{Q_0} \int_{u_1}^{u_2} \psi_0 du = \frac{u_2 - u_1}{\xi} = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E_1}{E_2}, \quad (\text{Д, 7})$$

откуда

$$\xi = \frac{\ln \frac{E_1}{E_2}}{\nu_{12}}.$$

Полагая число столкновений $\nu_{12} = 1$, заключаем, что ξ представляет собой среднюю логарифмическую потерю энергии при одном столкновении. Короче, ее можно назвать замедляющей способностью среды.

Е. Средний квадрат длины замедления

О замедляющих свойствах среды можно судить также по величине среднего квадрата длины замедления

$$\bar{r}^2 = \frac{\int r^2 \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, u) d\vec{r}}{\int \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, u) d\vec{r}}. \quad (\text{Е, 1})$$

Интегралы, входящие в это выражение, вычисляются из кинетического уравнения без предварительного решения его. Более того, могут быть вычислены последовательно все интегралы вида

$$\bar{r}^{2n} = \int r^{2n} \psi(\vec{r}, \vec{\Omega}, u) d\vec{r}. \quad (\text{Е, 2})$$

Заметим, что вычисление пространственных моментов (Е, 2) функции распределения позволяет выяснить основные свойства самой функции.

Для энергий $E \ll E_0$ или $u \gg 1$ и при отсутствии захвата получим

$$\bar{r}^2 = \int_0^u \frac{2l^2 du}{\xi \left(1 - \frac{2}{3M} \right)}. \quad (\text{Е, 3})$$

В общем случае для величины $\bar{r}^2$ существует точное выражение [13]. Перепишем соотношение (Е, 3) для случая многокомпонентной среды и длины свободного пробега, не зависящей от энергии,

$$\bar{r}^2 = \frac{2l^2 u}{\xi \left(1 - \sum_M \frac{l_s}{l_{sM}} \cdot \frac{2}{M} \right)}. \quad (\text{Е, 4})$$

Величины l и ξ для многокомпонентной среды вычисляются по формулам

$$l = \sum_M \frac{1}{l_{sM}}, \quad \xi = 1 + \sum_M \frac{l_s}{l_{sM}} \frac{\varepsilon_M}{1 - \varepsilon_M} \ln \varepsilon_M. \quad (\text{Е, 5})$$

Ж. Диффузионное приближение

Плотность нейтронов, а следовательно, и функция $\psi(\vec{r}, u, \vec{\Omega})$ зависит от угла между векторами $\vec{r}$ и $\vec{p}$. Поэтому решение уравнения (Г, 4) представляют в виде разложения по полиномам Лежандра. Значения последовательности амплитуд разложения характеризуют степень зависимости распределения от направления скорости нейтрона. Рассмотрим распределение нейтронов, энергия которых мала по сравнению с начальной, то есть $u \gg 1$. Такое распределение устанавливается после большого числа столкновений. Можно допустить, что в распределении, устанавливаемом в результате большого числа столкновений, любое направление скорости равновероятно. Математически это отразится в малости последующих амплитуд разложения по сравнению с предыдущими. В таком случае можно ограничиться двумя членами разложения, то есть искать функцию ψ в виде [8, 14]

$$\psi(\vec{r}, u, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} \left[\psi_0(\vec{r}, u) + 3\vec{\Omega} \cdot \vec{\psi}_1(\vec{r}, u) \right] \quad (\text{Ж, 1})$$

при условии

$$|\vec{\psi}_1| \ll \psi_0. \quad (\text{Ж, 2})$$

Перейдем к отысканию уравнений для определения ψ_0 и $\vec{\psi}_1$. Для этого подставим (Ж, 1) в (Г, 4). Пренебрегая захватом нейтронов, получим

$$\begin{aligned} \psi_0 + 3\vec{\Omega} \cdot \left(\vec{\psi}_1 + \frac{l}{3} \text{grad} \psi_0 \right) + 3l\vec{\Omega} \cdot \text{grad} (\vec{\Omega} \cdot \vec{\psi}_1) = \\ = \int_0^u du' \int d\vec{\Omega}' f(\vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}', u - u') \psi_0(\vec{r}, u') + \\ + 3 \int_0^u du' \int d\vec{\Omega}' \left[\vec{\Omega}' \cdot \vec{\psi}_1(\vec{r}, u') \right] f(\vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}', u - u') + S(\vec{r}, u). \end{aligned} \quad (\text{Ж, 3})$$

С целью выполнения дальнейших преобразований, раскроем скалярное произведение $\vec{\Omega}' \cdot \vec{\psi}_1$ и выразим его в переменных интегрирования $\cos \theta'$ и φ' . Если α и α' есть углы, составляемые векторами $\vec{\Omega}$ и $\vec{\Omega}'$ с $\vec{\psi}_1$, то

$$\frac{\vec{\Omega}' \cdot \vec{\psi}_1}{|\vec{\psi}_1|} = \cos \alpha' = \cos \alpha \cdot \cos \theta - \sin \theta \cdot \sin \alpha \cdot \cos (\varphi - \varphi'), \quad (\text{Ж}, 4)$$

где θ — угол между векторами $\vec{\Omega}$ и $\vec{\Omega}'$. Поэтому $\vec{\Omega} \cdot \vec{\Omega}' = \cos \theta = \mu_0$, а интегрирование по $\vec{\Omega}'$ раскрывается следующим образом:

$$\int \dots d\vec{\Omega}' = \int \dots d\mu_0 d\varphi'.$$

При интегрировании по φ' второй член, возникающий после подстановки (Ж, 4) в (Ж, 3), исчезает и в уравнении остаются члены с однократными интегралами:

$$\begin{aligned} \psi_0 + 3\vec{\Omega} \left(\vec{\psi}_1 + \frac{l}{3} \text{grad} \psi_0 \right) + 3l \vec{\Omega} \text{grad} (\vec{\Omega} \cdot \vec{\psi}_1) = \int_0^u du' \psi_0(\vec{r}, u') f_0(u - u') + \\ + 3 \int_0^u du' [\vec{\Omega} \cdot \vec{\psi}_1(\vec{r}, u')] f_1(u - u') + S(\vec{r}, u), \end{aligned} \quad (\text{Ж}, 5)$$

где $f_0(u)$ совпадает с уравнением (Д, 4), а

$$f_1(u) = \int d\vec{\Omega}' \mu_0 f(\mu_0, u) = f_0(u) \left(\frac{M+1}{2} e^{-\frac{u}{2}} - \frac{M-1}{2} e^{\frac{u}{2}} \right). \quad (\text{Ж}, 6)$$

Теперь можно получить систему уравнений для определения искомых функций. Первое уравнение получим, интегрируя равенство (Ж, 5) по $d\vec{\Omega}$. Интеграл от произведения $\vec{\Omega} \text{grad} (\vec{\Omega} \cdot \vec{\psi}_1)$ легко вычисляется с помощью соотношения, аналогичного (Ж, 4)

$$\int \vec{\Omega} \text{grad} (\vec{\Omega} \cdot \vec{\psi}_1) d\vec{\Omega} = \frac{4\pi}{3} \text{div} \vec{\psi}_1.$$

Тогда первое уравнение будет иметь вид:

$$\psi_0 + l \text{div} \vec{\psi}_1 = \int_0^u du' \psi_0(\vec{r}, u') f_0(u - u') + S(\vec{r}, u). \quad (\text{Ж}, 7)$$

Второе уравнение системы получим, умножая равенство (Ж, 5) на $\vec{\Omega}$ и затем интегрируя по $d\vec{\Omega}$,

$$\vec{\psi}_1 + \frac{l}{3} \text{grad} \psi_0 = \int_0^u du' f_1(u - u') \vec{\psi}_1(\vec{r}, u'). \quad (\text{Ж}, 8)$$

Уравнения (Ж, 7) и (Ж, 8) представляют собой систему диффузионного приближения задачи определения пространственно-энергетического распределения замедляющихся нейтронов.

Общим ограничением применимости этого приближения является требование большого числа столкновений, необходимых для установления исследуемого энергетического распределения нейтронов. В условиях неоднородных сред границы применимости диффузионного приближения вытекают из требований слабой утечки нейтронов в точках рассматриваемой об-

ласти. Так, например, с помощью диффузионного приближения можно получить удовлетворительные результаты для описания процессов, происходящих в областях, размеры которых значительно превосходят длину свободного пробега нейтрона по отношению к рассеянию.

3. Плотность замедления

В теории переноса нейтронов наряду с плотностью нейтронов $N(\vec{r}, u, \vec{\Omega})$ и плотностью столкновений $\psi(\vec{r}, u, \vec{\Omega})$ используется понятие функции плотности замедления.

Плотность замедления $q(\vec{r}, u, \vec{\Omega})$ — это число нейтронов в единице объема в точке $\vec{r}$, переходящих данное значение энергии E (или латаргии u) в единицу времени с направлением движения $\vec{\Omega}$.

Связь функции q с решением кинетического уравнения ψ найдем следующим образом [14]. По определению требуется найти число нейтронов, переходящих из интервала ниже u в интервал выше u в единицу времени. Произвольную точку первого интервала обозначим u' , а второго u'' . Тогда число нейтронов всевозможных направлений движения, находившихся между u' и $u' + du'$ и в результате упругого рассеяния перешедших в интервал u'' , $u'' + du''$, равно

$$du' du'' \int d\vec{\Omega}' \psi(\vec{r}, u', \vec{\Omega}') f(\mu_0, u'' - u'). \quad (3, 1)$$

Полное же число нейтронов, пересекающих латаргию u , равно интегралу

$$q(\vec{r}, u, \vec{\Omega}) = \int_0^u du' \int_u^\infty du'' \int d\vec{\Omega}' \psi(\vec{r}, u', \vec{\Omega}') f(\mu_0, u'' - u'). \quad (3, 2)$$

Приведем выражения для плотности замедления в диффузионном приближении

$$q(\vec{r}, u, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} \left[q_0(\vec{r}, u) + 3\vec{\Omega} \cdot \vec{q}_1(\vec{r}, u) \right], \quad (3, 3)$$

где

$$q_0 = \int_0^u du' \int_u^\infty du'' \psi_0(\vec{r}, u') f_0(u'' - u'); \quad (3, 4)$$

$$\vec{q}_1 = \int_0^u du' \int_u^\infty du'' \vec{\psi}_1(\vec{r}, u') f_1(u'' - u'). \quad (3, 5)$$

Соотношения (3,3) — (3,5) легко получить, воспользовавшись равенством (Ж, 1). Заметим, что плотность замедления по виду напоминает интегралы столкновений кинетического уравнения. Это обстоятельство используется далее для упрощения системы уравнений диффузионного приближения.

И. Уравнение возраста

Решение системы уравнений диффузионного приближения все еще затруднительно из-за сложности энергетических зависимостей в выражениях (Ж, 7) и (Ж, 8). Поэтому следующим шагом к облегчению задачи является упрощение этих зависимостей.

Рассмотрим интегралы, имеющиеся в (Ж, 7) и (Ж, 8). При этом всегда будем иметь в виду неравенство $u_m \ll u$. Например, при $E_0 = 1 \text{ Мэв}$ и $E = 1 \text{ эв}$ $u = 13,8$; для атома углерода ($M = 12$) $u_m = 0,33$, а в случае

более тяжелого ядра замедлителя еще меньше. Функции f_0 и f_1 отличны от нуля только при $u - u' \leq u_m$. Следовательно, нижним пределом в интегралах будет разность $u - u_m$. После замены переменной $u - u' = s$, получим

$$I_1 = \int_0^{u_m} ds f_0(s) \psi_0(u - s). \quad (\text{И, 1})$$

$$I_2 = \int_0^{u_m} ds f_1(s) \vec{\psi}_1(\vec{r}, u - s), \quad (\text{И, 2})$$

В силу условия $u \gg u_m$ величина s в аргументе функций ψ_0 и ψ_1 мала по сравнению с u . Кроме того, можно предположить, что ψ_0 и ψ_1 — медленно меняющиеся функции u . В таком случае, справедливы разложения

$$\psi_0(\vec{r}, u - s) = \psi_0(\vec{r}, u) - s \frac{\partial \psi_0(\vec{r}, u)}{\partial u}; \quad (\text{И, 3})$$

$$\vec{\psi}_1(\vec{r}, u - s) = \vec{\psi}_1(\vec{r}, u). \quad (\text{И, 4})$$

В результате вычислений интегралов (И, 1) и (И, 2) имеем систему уравнений диффузионно-возрастного приближения

$$\left. \begin{aligned} l \operatorname{div} \vec{\psi}_1 &= -\xi \frac{\partial \psi_0}{\partial u} + S(\vec{r}, u) \\ \vec{\psi}_1 + \frac{l}{3} \operatorname{grad} \psi_0 &= \frac{2}{3M} \vec{\psi}_1 \end{aligned} \right\} \quad (\text{И, 5})$$

Исключая из этой системы $\vec{\psi}_1$, получим уравнение для определения ψ_0

$$\frac{1}{3} \frac{l^2}{1 - \frac{2}{3} \frac{l}{M}} \Delta \psi_0 - \xi \frac{\partial \psi_0}{\partial u} = -S(\vec{r}, u). \quad (\text{И, 6})$$

Введем вместо ψ_0 функцию плотности замедления. Использование формул (И, 3) и (3, 4) приводит к следующей связи между ψ_0 и q_0 .

$$q_0 = \xi \psi_0 - \bar{\xi}^2 \frac{\partial \psi_0}{\partial u}, \quad (\text{И, 7})$$

где ξ и $\bar{\xi}^2$ — средняя и средний квадрат логарифмической потери энергии

$$\xi = \int_0^{u_m} s f_0(s) ds \quad (\text{И, 8})$$

$$\bar{\xi}^2 = \int_0^{u_m} s^2 f_0(s) ds. \quad (\text{И, 9})$$

Средний квадрат логарифмической потери энергии $\bar{\xi}^2$ — величина второго порядка малости и в теории возраста вторым членом формулы (И, 7) пренебрегают.

Заканчивая упрощения, вместо u введем новую переменную τ

$$\tau(u) = \int_0^u \frac{l^2(u') du'}{3\xi \left(1 - \frac{2}{3M}\right)}. \quad (\text{И, 10})$$

Тогда

$$\frac{\partial \psi_0}{\partial u} = \frac{\partial \psi_0}{\partial \tau} \frac{\partial \tau}{\partial u} = \frac{\partial \psi_0}{\partial \tau} \frac{l^2}{3\xi \left(1 - \frac{2}{3M}\right)}, \quad (\text{И, 11})$$

а дифференциальное уравнение возрастного приближения теории замедления нейтронов примет вид

$$\Delta q_0 - \frac{\partial q_0}{\partial u} = -\frac{3\xi \left(1 - \frac{2}{3M}\right)}{l^2} S(\vec{r}, u). \quad (\text{И, 12})$$

В случае монохроматического источника нейтронов $S(\vec{r}, u) = Q(\vec{r}) \delta(u)$ правую часть можно преобразовать. Замечая, что $\frac{3\xi}{l^2} \left(1 - \frac{2}{3M}\right) \delta(u) = \delta(\tau)$, будем иметь¹

$$\Delta q_0 - \frac{\partial q_0}{\partial \tau} = -Q(\vec{r}) \delta(\tau), \quad (\text{И, 13})$$

где $Q(\vec{r})$ — пространственное распределение источников. Например, для точечного источника, помещенного в начале координат, $Q(\vec{r}) = Q_0 \delta(\vec{r})$.

Решением уравнения (И, 13), нормированным на мощность источника Q_0 , является кривая распределения Гаусса

$$q_0 = \frac{Q_0}{(\pi)^{3/2} (2L)^3} \exp\left(-\frac{r^2}{(2L)^2}\right), \quad (\text{И, 14})$$

где $L = \sqrt{\tau}$. Величина L называется тормозной длиной.

Функция плотности замедления $q_0 = \xi \psi_0$ с плотностью нейтронов N_0 связана соотношением $q_0 = \xi \frac{v}{l} N_0$. Величину τ , играющую роль времени в диффузионном уравнении (И, 13), называют «возрастом» нейтронов. Она имеет размерность длины в квадрате и вычисляется по среднему квадрату длины замедления, согласно (Е, 4) и (И, 10):

$$L^2 = \tau = \frac{1}{6} \bar{r}^2 = \int_0^u \frac{l_s^2 du}{3\xi \left(1 - \sum_m \frac{l_s}{l_{sm}} \frac{2}{3M}\right)}. \quad (\text{И, 15})$$

Выше частично обсуждались условия применимости диффузионного приближения. Рассмотрим теперь этот вопрос более подробно. Условие (Ж, 2) справедливости диффузионного приближения, с учетом второго равенства системы (И, 5), примет вид:

$$\frac{1}{3} l_t \left| \frac{\partial}{\partial r} \ln \psi_0 \right| \ll 1. \quad (\text{И, 16})$$

Качественно это означает, что при изменении расстояния на величину

транспортной длины $l_t = \frac{l_s}{1 - \sum_m \frac{l_s}{l_{sm}} \frac{2}{3M}}$ плотность нейтронов должна ма-

¹ Равенство $\frac{3\xi}{l^2} \left(1 - \frac{2}{3M}\right) \delta(u) = \delta(\tau)$ следует рассматривать как чисто формальное, так как оно записано вблизи $u=0$, в то время как (И, 10) справедливо при $u \gg 1$. То же относится и к «начальному» условию (33,16) работы [8]. Строго говоря, «начальное» условие уравнения возраста выходит за пределы применимости приближения.

ло изменяться. Подставляя решение (И, 14) в условие (И, 16), получим

$$r \ll \frac{6\tau}{l_t} \quad (\text{И, 17})$$

Следовательно, чем больше τ (большое u), при прочих равных условиях, тем шире область применения теории возраста; для малых u применение диффузионно-возрастного приближения не оправдано.

Далее, анализируя справедливость разложений (И, 3) и (И, 4), получим условие законности энергетических упрощений системы уравнений диффузионного приближения

$$u_m \left| \frac{\partial}{\partial u} \ln l(u) \right| \ll 1. \quad (\text{И, 18})$$

Тот же анализ приведет к требованию большого количества столкновений для замедления. Условие (И, 18) означает, что длина свободного пробега должна быть медленно меняющейся функцией в интервале

$$u_m = \ln \left(\frac{M+1}{M-1} \right)^2.$$

Все перечисленные условия в совокупности позволяют заключить, что возрастное приближение лучше описывает процесс замедления в тяжелых замедлителях.

К. Замедление нейтронов в водородсодержащей среде

Специфические особенности рассеяния нейтронов на водороде не позволяют применить к водородсодержащим замедлителям схему, приводящую к возрастному приближению. Интересуясь замедлением нейтронов до малых энергий по сравнению с энергией источника (большое значение u), можно надеяться лишь на некоторую оправданность диффузионного приближения (Ж, 7) и (Ж, 8). В самом деле, для больших значений летаргии u в определенном интервале расстояний от источника пространственное распределение нейтронов будет обладать слабой угловой зависимостью. Тогда в левой части уравнения (Г, 4) функция ψ_0 может быть записана в форме (Ж, 1). В интегральном члене для функции $\psi(r, u', \vec{\Omega}')$, строго говоря, представление двумя членами разложения по полиномам Лежандра не очевидно, так как она должна быть определена в интервале летаргии от 0 до u .

С целью оправдания диффузионного приближения к водородсодержащим замедлителям, проанализируем интегральный член кинетического уравнения (Г, 4). Он дает количество нейтронов, приходящих из интервала ниже u ($0 \leq u' \leq u$) и имеющих всевозможные направления движения. Вероятность того, что нейтроны с летаргией от u' до $u' + du'$ в результате столкновения с ядром водорода будут иметь летаргию u , равна $e^{-(u-u')}$. Для больших значений u эта вероятность экспоненциально убывает по мере приближения u' к нижнему пределу. Далее, вероятность изменения u' из интервала $0 \leq u' \leq u$ на u равна:

$$P(u) = \int_0^u e^{-(u-u')} du' = 1 - e^{-u}. \quad (\text{К, 1})$$

Тогда относительная вероятность перехода нейтронов из некоторого меньшего интервала $0 \leq u' \leq u_m$ будет:

$$P = \frac{P_{u_m}}{P_u} = \frac{\int_0^{u_m} e^{-(u-u')} du'}{1 - e^{-u}} = \frac{e^{-u}(e^{u_m} - 1)}{1 - e^{-u}}. \quad (\text{К, 2})$$

В соотношении (К, 2) для $u \gg 1$ и малых u_m , как и должно быть, P стремится к нулю. Для больших значений $u_m \gg 1$ и $u \gg 1$

$$P = \frac{E}{E_m}. \quad (\text{К, 3})$$

Если интересующая нас энергия $E = 1$ эв, то 90% нейтронов получают эту энергию, замедляясь в интервале от $E_m = 10$ эв до $E = 1$ эв.

Таким образом, основной вклад в интеграл правой части кинетического уравнения (Г, 4) вносится нейтронами с энергией, близкой к E , или с летаргией, близкой к u . В соответствии с этим следует заботиться о достаточно надежном представлении $\psi(r, u', \vec{\Omega}')$ вблизи летаргии u , а не во всем интервале. Этим подтверждается возможность применения диффузионного приближения к водородсодержащим замедлителям.

Система уравнений диффузионного приближения для замедления на водороде имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} l \vec{\nabla} \psi_1 + \psi_0 &= \int_0^u \psi_0 f_0(u-u') du' + S; \\ \frac{l}{3} \vec{\nabla} \psi_0 + \psi_1 &= \int_0^u \psi_1 f_1(u-u') du', \end{aligned} \right\} \quad (\text{К, 4})$$

где

$$f_0(u) = e^{-u}; \quad f_1(u) = e^{-\frac{3}{2}u}.$$

Эту систему дифференцированием по переменной u можно свести к эквивалентной системе дифференциальных уравнений

$$\left. \begin{aligned} l \vec{\nabla} \psi_1 + \frac{\partial}{\partial u} (l \vec{\nabla} \psi_1) + \frac{\partial \psi_0}{\partial u} &= S + \frac{\partial S}{\partial u}; \\ \frac{l}{3} \vec{\nabla} \psi_0 + (1 - \mu_0) \psi_1 + \mu_0 \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{l}{3} \vec{\nabla} \psi_0 + \psi_1 \right) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (\text{К, 5})$$

Таким образом, в случае водородного замедлителя в диффузионном приближении задача сводится к решению системы дифференциальных уравнений (К, 5). Заметим, что возможность сведения системы интегро-дифференциальных уравнений (К, 4) к системе (К, 5) обусловлена видом функций f_0 и f_1 .

Рассмотрим замедление на смеси из ядер водорода и других атомов. Функции f_0 и f_1 смеси из-за присутствия ядер с $M \neq 1$ имеют резкие срывы¹. Поэтому система интегро-дифференциальных уравнений диффузионного приближения для смеси не имеет строго эквивалентной системы дифференциальных уравнений. Переход к приближенной системе дифференциальных уравнений замедления осуществляют с помощью специально сконструированных функций [14, 15], заменяющих f_0 и f_1 и отвечающих определенным условиям.

¹ См. формулы (Д, 4) и (Ж, 6).

Будем исходить из системы уравнений (К, 4), в которой функции рассеяния для смеси ядер имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} f_0(u-u') &= \sum_M \frac{l_M}{l_M} f_{0M}(u-u') \\ f_1(u-u') &= \sum_M \frac{l_M}{l_M} f_{1M}(u-u'), \end{aligned} \right\} \quad (К, 6)$$

а функции f_{0M} и f_{1M} определяются формулами (Д, 4) и (Ж, 6). Точные функции f_0 и f_1 заменим приближенными с областью определения $0 < u < \infty$.

$$\left. \begin{aligned} W_0(u-u') &= \left(1 - \frac{\xi}{\gamma}\right) \delta(u-u') + \frac{\xi}{\gamma^2} e^{-\frac{u-u'}{\gamma}} \\ W_1(u-u') &= \exp\left(-\frac{u-u'}{\mu_0}\right), \end{aligned} \right\} \quad (К, 7)$$

где

$$\xi = \sum_M \frac{l_M^2 \xi_M}{l_M}; \quad \gamma = \frac{\sum_M l_M^2 \xi_M / l_M}{\sum_M \xi_M / l_M}; \quad \mu_0 = \sum_M \bar{\mu}_{0M} \frac{l_M}{l_M};$$

ξ_M — средняя логарифмическая потеря энергии при столкновении нейтрона с ядром; $\gamma_M = \frac{\xi_M^2}{2\xi_M}$;

$\bar{\xi}_M^2$ — средний квадрат логарифмической потери;

$\bar{\mu}_{0M}$ — средний косинус угла рассеяния.

Функции W_0 и W_1 сконструированы Е. Грейлингом и Д. Гертцелем так, что первая для однокомпонентных замедлителей имеет точные нулевой, первый и второй моменты, а вторая — нулевой, то есть они записаны в приближении Ферми с учетом второго энергетического момента для тяжелых замедлителей и совпадают с точными функциями для водородного замедлителя.

Подставляя в (К, 4) вместо функций f_0 и f_1 соотношения (К, 7), получим приближенную систему уравнений диффузионного приближения водородсодержащего замедлителя:

$$\left. \begin{aligned} l \nabla \vec{\psi}_1 &= \frac{\xi}{\gamma} \vec{\psi}_0 = \frac{\xi}{\gamma^2} \int_0^u \exp\left(-\frac{u-u'}{\gamma}\right) \cdot \vec{\psi}_0 du' + S(\vec{r}, u) \\ \frac{l}{3} \nabla \vec{\psi}_0 + \vec{\psi}_1 &= \int_0^u \exp\left(-\frac{u-u'}{\mu_0}\right) \cdot \vec{\psi}_1 du. \end{aligned} \right\} \quad (К, 8)$$

Теперь дифференцирование по параметру u позволяет исключить интегральные члены, и система дифференцированных уравнений, эквивалентная системе (К, 8), будет иметь вид:

$$\left. \begin{aligned} l \nabla \vec{\psi}_1 + \xi \frac{\partial \vec{\psi}_0}{\partial u} + l \gamma \frac{\partial}{\partial u} \nabla \vec{\psi}_1 &= S + \gamma \frac{\partial S}{\partial u} \\ \frac{l}{3} \nabla \vec{\psi}_0 + (1 - \bar{\mu}_0) \vec{\psi}_1 + \bar{\mu}_0 \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{l}{3} \nabla \vec{\psi}_0 + \vec{\psi}_1 \right) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (К, 9)$$

Для чисто-водородного замедлителя очевиден переход системы (К, 9) в систему (К, 5), если вспомнить, что для водорода $\xi = \gamma = 1$.

Система (К, 9) является исходной для расчета спектра и пространственного распределения замедляющихся нейтронов в водородсодержащей среде в диффузионном приближении. Напомним, что энергетические особенности замедления на тяжелых компонентах смеси ядер взяты в возрастном приближении с поправкой на второй энергетический момент функции рассеяния. Энергетические соотношения, описывающие замедление на водороде, точные. Это обстоятельство приводит к уверенности, что система (К, 9) справедлива и в случае промежуточных содержаний водорода в смеси. Однако эта система все еще громоздкая. Поэтому попытаемся получить соответствующую систему уравнений для плотности замедления.

Обращаясь к выражениям (З, 4) и (З, 5), замечаем, что нулевая и первая гармоники плотности замедления в приближении Грейлинг — Гертцеля с точностью, до множителей равны интегралам столкновений системы (К, 8), а именно

$$q_0 = \frac{\xi}{\gamma} \int_0^u du' \psi_0(u') \exp\left(-\frac{u-u'}{\gamma}\right) \quad (К, 10)$$

$$\vec{q}_1 = \bar{\mu}_0 \int_0^u du' \vec{\psi}_1(u') \exp\left(-\frac{u-u'}{\mu_0}\right). \quad (К, 11)$$

Кроме того, из выражений (К, 10) и (К, 11) могут быть получены равенства

$$\xi \psi_0 = \gamma \frac{\partial q_0}{\partial u} + q_0 \quad (К, 12)$$

$$\bar{\mu}_0 \vec{\psi}_1 = \frac{1}{\mu_0} \vec{q}_1 + \frac{\partial \vec{q}_1}{\partial u}. \quad (К, 13)$$

Соотношения (К, 10) и (К, 13) позволяют перейти от функций ψ_0 и $\vec{\psi}_1$ к функциям q_0 и $\vec{q}_1$ и исключить в системе (К, 8) интегральные члены. В результате для изотропной части плотности замедления Ферми — Грейлинг — Гертцеля получим дифференциальное уравнение

$$\Delta q_0 - \frac{\partial q_0}{\partial \tau} + \frac{\gamma}{\xi} \frac{l l_t}{3} \Delta - \frac{\partial q_0}{\partial \tau} = -S(\vec{r}) \delta(\tau). \quad (К, 14)$$

Здесь правая часть записана для монохроматического источника, а переменная τ — возраст нейтронов.

Уравнение (К, 14), точное для водорода за исключением члена утечки, взятого в соответствии с сущностью диффузионного приближения¹,

$$\vec{q}_1 = \frac{\bar{\mu}_0^2 l_t}{3\xi} \nabla \left(\gamma \frac{\partial q_0}{\partial u} + q_0 \right). \quad (К, 15)$$

В случае тяжелых ядер замедлителя ($\gamma=0$) уравнение (К, 14) немедленно переходит в уравнение возраста.

¹ В уравнении (К, 13) опущен член $\frac{\partial \vec{q}_1}{\partial u}$. Это приводит к погрешности в $\bar{r}^2$, равной не более 10%.

Приведем без вывода уравнение для замедляющихся нейтронов при наличии поглощения [15]

$$\Delta q_0 - \left(1 + \frac{\gamma}{3} \frac{l_s}{l_c}\right) \frac{\partial q_0}{\partial z} - \frac{3}{l_c l_t} q_0 + \frac{\gamma}{3} \frac{l_s l_t}{3} \Delta \frac{\partial q_0}{\partial z} = -S(\vec{r}) \delta(\tau), \quad (K, 16)$$

где l_s, l_c — длина свободного пробега рассеяния и захвата;

$$l_t = \frac{l_s}{1 - \mu_0}.$$

Известно, что в теории замедления Ферми ($\gamma=0$) решение с поглощением есть решение без поглощения, умноженное на вероятность избежать захвата

$$p = \exp\left(-3 \int_0^{\tau} \frac{dz}{l_c l_t}\right). \quad (K, 17)$$

В общем случае решение уравнения (Ж, 16) не может быть представлено в виде произведения решения без поглощения на вероятность избежать захвата.

Обычно в теории нейтронных методов исследования скважин поглощением замедляющихся нейтронов пренебрегают. Однако в некоторых случаях, например при нейтронном каротаже бороносных скважин, захват замедляющихся нейтронов значителен и его следует учитывать.

Л. Метод групп

В общем смысле метод групп означает сведение многоскоростной задачи переноса замедляющихся нейтронов к последовательности односкоростных задач. В зависимости от конкретных физических условий и поставленной задачи, исходными соотношениями могут быть кинетическое уравнение, система уравнений диффузионного приближения, уравнение возраста и др.

Проиллюстрируем метод групп на примере уравнения возраста, записанного в виде

$$\frac{l_t}{3} \Delta q - \frac{\partial q}{\partial u} = -S(r, u), \quad (Л, 1)$$

где l_t — транспортная длина.

Предполагая длину свободного пробега не зависящей от энергии, проинтегрируем уравнение (Л, 1) в пределах группы от u_{j-1} до u_j (j — номер группы). В результате будем иметь

$$\frac{l_t}{3} \int_{u_{j-1}}^{u_j} q(u) du - (q_j - q_{j-1}) = - \int_{u_{j-1}}^{u_j} S(\vec{r}, u) du. \quad (Л, 2)$$

Здесь $q_j = q(u_j)$. Для вычисления интеграла в левой части необходимо сделать предположение об энергетической зависимости функции $q(u)$.

Пусть источник нейтронов монохроматический и точечный, то есть $S(\vec{r}, u) = Q_0 \delta(\vec{r}) \delta(u)$. Тогда нулевой момент пространственного распределения плотности замедления не зависит от энергии

$$\int d\vec{r} q(\vec{r}, u) = Q_0 = \text{const.}$$

В таком случае можно предполагать, что, по крайней мере в некоторой области пространства, сама функция $q(\vec{r}, u)$ будет слабо зависеть от

энергии. В этой области для вычисления интеграла в уравнении (Л, 2) можно воспользоваться подходящей интерполяционной схемой. Наиболее употребительная в методе групп следующая: $q(\vec{r}, u) = q(\vec{r}, u_j) = q_j$, то есть функцию $q(\vec{r}, u)$ в интервале (u_{j-1}, u_j) приравнивают к ее значению на конце интервала. Используя эту схему, получим обычное уравнение диффузии частиц с ограниченным временем жизни

$$\Delta q_j - \frac{q_j}{L_j^2} = \frac{S(\vec{r}) \delta_{j,j-1} - q_{j-1}}{L_j^2}. \quad (Л, 3)$$

Выражение для групповых постоянных L_j^2 совпадает с формулой для тормозной длины в теории возраста

$$L_j^2 = \frac{l_t l}{3} (u_j - u_{j-1}) = \frac{l_t l}{3} \ln \frac{E_{j-1}}{E_j}. \quad (Л, 4)$$

Рассматривая правую часть уравнения (Л, 3), видим, что решение каждого предыдущего уравнения является источником нейтронов для последующего. Так, например, если замедляющиеся нейтроны разбить на две группы, то будем иметь два уравнения, последовательным решением которых найдем плотность замедления нейтронов интересующей нас энергии, в частности надтепловой, если $E_2 = E_{nm}$. Запишем эти уравнения:

$$\Delta q_1 + \frac{q_1}{L_1^2} = -\frac{S(\vec{r})}{L_1^2}; \quad (Л, 5)$$

$$\Delta q_2 - \frac{q_2}{L_2^2} = -\frac{q_1}{L_2^2}. \quad (Л, 6)$$

Значения групповых постоянных очевидны из равенства (Л, 4), однако для определенности не лишне привести их в явном виде:

$$L_1^2 = \frac{l_t l}{3} \ln \frac{E_0}{E_1}; \quad L_2^2 = \frac{l_t l}{3} \ln \frac{E_1}{E_2}.$$

Решение уравнения (Л, 6) с учетом (Л, 5) для точечного источника $S(\vec{r}) = Q_0 \delta(\vec{r})$ в однородной безграничной среде имеет вид:

$$q_2 = \frac{Q_0}{4\pi(L_2^2 - L_1^2)} \frac{\exp\left(-\frac{r}{L_2}\right) - \exp\left(-\frac{r}{L_1}\right)}{r}. \quad (Л, 7)$$

Когда все быстрые нейтроны составляют одну группу, необходимо положить: $L_1 = L$; $L_2 = 0$. В этом случае из выражения (Л, 7) следует, что

$$q = \frac{Q_0}{4\pi L^2} \frac{\exp\left(-\frac{r}{L}\right)}{r}. \quad (Л, 8)$$

Интересный результат получается, если в двухгрупповом приближении положить $L_1 = L_2 = L$. После вычисления предела в формуле (Л, 7) получим

$$q = \frac{Q_0}{8\pi L^3} \exp\left(-\frac{r}{L}\right), \quad (Л, 9)$$

где

$$L^2 = \frac{l_t l}{6} \ln \frac{E_0}{E}.$$

Таким образом, использованная в работах [12, 16] экспоненциальная зависимость для плотности замедления эквивалентна двухгрупповому приближению с равными групповыми константами.

М. Метод групп при наличии поглощения

Определение системы групповых дифференциальных уравнений и групповых констант при наличии поглощения требует несколько иного подхода к применению интерполяционных соотношений. Будем исходить из уравнения (К, 16), записав его в следующем виде:

$$-\frac{\partial q}{\partial u} + B(u)q = f(u), \quad (M, 1)$$

где

$$B(u) = \frac{l_s}{\xi l_c \left(1 + \frac{\gamma}{\xi} \frac{l_s}{l_c}\right)};$$

$$f(u) = \frac{1}{1 + \frac{\gamma}{\xi} \frac{l_s}{l_c}} \left[S(\vec{r}) \delta(u) + \frac{l_s}{\xi} D \Delta \left(q + \gamma \frac{\partial q}{\partial u} \right) \right],$$

а $D = \frac{l_t}{3}$ — коэффициент диффузии.

В случае слабого поглощения замедляющихся нейтронов или полного отсутствия его для получения групповых уравнений можно было бы воспользоваться методом, изложенным в разделе «Л. Метод групп». Наличие значительного поглощения существенно изменяет спектр замедляющихся нейтронов, и непосредственное применение схемы $q(u) = q_j$ ко второму члену левой части уравнения (М, 1) будет неоправданным. В то же время, анализируя уравнение (М, 1), замечаем, что при сильном поглощении члены левой части взаимно компенсируют друг друга, а член с $D \Delta \left(q + \gamma \frac{\partial q}{\partial u} \right)$ (утечка из некоторой фиксированной области) становится малой величиной. В таком случае оказывается успешным следующий метод.

Предположим, что функция $f(u)$ известна. Тогда, в результате интегрирования линейного неоднородного уравнения (М, 1), получим

$$q = p_j(u) q_{j-1} + p_j(u) \int_{u_{j-1}}^u \frac{f(u')}{p_j(u')} du', \quad (M, 2)$$

где

$$q_j = q(\vec{r}, u);$$

$$p_j(u) = \exp \left(- \int_{u_{j-1}}^u B(u') du' \right).$$

Легко проверить, что решение (М, 2) получено при начальном условии $q(u_{j-1}) = q_{j-1}$. Полагая, далее, $u = u_j$ и подставляя вместо $f(u)$ его значение, будем иметь

$$q_j = \frac{S(\vec{r}) p_j \delta_{1,j}}{1 + \frac{\gamma}{\xi} \frac{l_s^0}{l_c^0}} + p_j q_{j-1} + p_j \int_{u_{j-1}}^{u_j} \frac{l_s}{\xi p_j(u) \left(1 + \frac{\gamma}{\xi} \frac{l_s}{l_c}\right)} D \Delta \left(q + \gamma \frac{\partial q}{\partial u} \right) du, \quad (M, 3)$$

где

$$p_j = \exp \left(- \int_{u_{j-1}}^{u_j} B(u) du \right). \quad (M, 4)$$

Сущность последующих преобразований сводится к приближенному вычислению интеграла в правой части соотношения (М, 3).

При слабом поглощении схема $q(u) = q_j$ применима из-за слабой зависимости от энергии $q(u)$. В случае сильного поглощения применение этой интерполяционной схемы оправдывается малостью самого интеграла¹. При этом даже значительная погрешность не будет приводить к существенным ошибкам в окончательных результатах, вытекающих из уравнения (М, 3).

Запишем приближенное равенство

$$\int_{u_{j-1}}^{u_j} \frac{p_j}{p_j(u)} \frac{l_s}{\left(\xi + \gamma \frac{l_s}{l_c}\right)} D \Delta \left(q + \gamma \frac{\partial q}{\partial u} \right) du = \frac{A_j}{\Delta u_j} \int_{u_{j-1}}^{u_j} D_j \Delta \left(q + \gamma \frac{\partial q}{\partial u} \right) du =$$

$$= \frac{A_j}{\Delta u_j} \left[D_j \Delta q du + \gamma D_j (q_j - q_{j-1}) \right],$$

где

$$A_j = \int_{u_{j-1}}^{u_j} \frac{p_j}{p_j(u)} \frac{l_s}{\left(\xi + \gamma \frac{l_s}{l_c}\right)} du;$$

$$D_j = \frac{\int_{u_{j-1}}^{u_j} \frac{D p_j l_s}{p_j(u) \left(\xi + \gamma \frac{l_s}{l_c}\right)} du}{\int_{u_{j-1}}^{u_j} \frac{p_j l_s}{p_j(u) \left(\xi + \gamma \frac{l_s}{l_c}\right)} du};$$

$$\Delta u_j = u_j - u_{j-1}.$$

Применяя к оставшейся части интеграла интерполяционную схему $q(u) = q_j$, получим систему групповых дифференциальных уравнений для водородсодержащего поглощающего замедлителя и монохроматического источника

$$\Delta q_j - \frac{q_j}{L_j^2} = - \frac{S(\vec{r}) p_j \delta_{1,j}}{\left(1 + \frac{\gamma}{\xi} \frac{l_s^0}{l_c^0}\right) L_j^2} - \frac{p_j q_{j-1}}{L_j^2} + \frac{\gamma}{\gamma + \Delta u_j} \Delta q_{j-1}. \quad (M, 5)$$

¹ В монографии [14] к водородсодержащим замедлителям применяется линейная схема интерполяции, которая в численных методах многогруппового расчета, очевидно, более успешна. Однако в одно- и двухгрупповом приближении она приводит к заниженному среднему квадрату длины замедления.

Здесь аналогом диффузионной (тормозной) длины служит величина L_j , квадрат которой равен

$$L_j^2 = A_j D_j \left(1 + \frac{\gamma}{\Delta u_j}\right) = \frac{\left(1 + \frac{\gamma}{\Delta u_j}\right)}{3(1 - \mu_0)} \int_{u_{j-1}}^{u_j} \frac{l_s^2 du}{\xi + \gamma l_c} \quad (M, 6)$$

Значения длин l_s^0 и l_c^0 соответствуют энергии нейтронов источника. Поэтому множитель в скобках в выражении (M, 5) в случае отсутствия поглощения нейтронов с этой энергией становится равным единице. Использование системы уравнений (M, 5) с соответствующим выбором числа групп в принципе позволяет определить пространственное распределение замедляющихся нейтронов, как угодно близкое к решению уравнения (K, 16). Однако расчеты с большим числом групп трудоемки, а вычислительные и аналитические преимущества метода при этом теряются. Простота дифференциальных соотношений метода групп становится ощутимой, если ограничиться одной или двумя группами замедляющихся нейтронов.

В большинстве задач нейтронной геофизики поглощением замедляющихся нейтронов пренебрегают на всем энергетическом интервале. И только в некоторых редких случаях, как например каротаж бороносных скважин, имеет место значительное поглощение в надтепловой области. В соответствии с этим разобьем весь энергетический интервал замедляющихся нейтронов на два и будем считать, что поглощение нейтронов имеет место только во втором. Система уравнений замедляющихся нейтронов в двухгрупповом приближении с поглощением во второй группе будет иметь вид:

$$\Delta q_1 - \frac{q_1}{L_1^2} = -\frac{S(r)}{L_1^2}; \quad (M, 7)$$

$$\Delta q_2 - \frac{q_2}{L_2^2} = -\frac{p_2 q_1}{L_2^2} + \frac{\gamma}{\Delta u_2 + \gamma} \Delta q_1. \quad (M, 8)$$

В результате решения системы уравнений (M, 7) и (M, 8) получим следующее выражение для плотности замедления нейтронов в поглощающей водородсодержащей среде:

$$q_2 = q = \frac{Q_0}{4\pi(L_1^2 - L_2^2)r} \left[\left(p_2 - \frac{\gamma}{\Delta u_2 + \gamma} \cdot \frac{L_2^2}{L_1^2} \right) \exp\left(-\frac{r}{L_1}\right) - \left(p_2 - \frac{\gamma}{\Delta u_2 + \gamma} \right) \exp\left(-\frac{r}{L_2}\right) \right]. \quad (M, 9)$$

Если интервал латаргии Δu_2 , в котором имеет место поглощение, невелик ($\Delta u_2 \ll u_1$), то L_2 по крайней мере в несколько раз меньше L_1 . Тогда для расстояний $r > L_1$ вторым членом в квадратных скобках можно пренебречь. Это означает, что в области пространства $r > L_1$ пространственное распределение нейтронов определяется первой группой, в которой поглощение отсутствует, а поглощение во второй группе учитывается множителем

$$p_2 = \frac{\gamma}{\Delta u_2 + \gamma} \cdot \frac{L_2^2}{L_1^2}.$$

Рассмотрим далее случай, когда поглощением замедляющихся нейтронов можно пренебречь вовсе ($p_2 = 1$). Сводя задачу к одногрупповому приближению, из выражения (M, 9) будем иметь

$$q = \frac{Q_0}{4\pi L^2} \cdot \frac{\exp\left(-\frac{r}{L}\right)}{r}, \quad (M, 10)$$

где

$$L^2 = \frac{1 + \frac{\gamma}{u}}{3\xi(1 - \mu_0)} \int_0^u l_s^2 du. \quad (M, 11)$$

В двухгрупповом приближении с равными групповыми постоянными $L_1 = L_2 = L$ получим

$$q = \frac{Q_0 \left(1 - \frac{\gamma}{\Delta u_2 + \gamma}\right)}{8\pi L^3} \exp\left(-\frac{r}{L}\right). \quad (M, 12)$$

Для вычисления параметра L и определения узловой точки u_1 , а следовательно, и величины интервала $\Delta u_2 = u - u_1$ служат следующие соотношения:

$$L^2 = \frac{1 + \frac{\gamma}{u_1}}{3\xi(1 - \mu_0)} \int_0^{u_1} l_s^2 du = \frac{1 + \frac{\gamma}{\Delta u_2}}{3\xi(1 - \mu_0)} \int_{u_1}^u l_s^2 du. \quad (M, 13)$$

Легко заметить, что если длина рассеяния l_s от энергии не зависит, то

$$u_1 = \Delta u_2 = \frac{u}{2}.$$

Заканчивая изложение сущности метода групп, обратим внимание на следующее обстоятельство. Сведение задачи определения пространственного распределения замедляющихся нейтронов в непоглощающей среде к малому числу групп (одна или две) практически приводит к одним и тем же соотношениям как для тяжелого замедлителя (исходное приближение — возрастное), так и для водородсодержащего (приближение Грейлинг — Гертцеля). В самом деле, выражения (M, 10) и (M, 12) для плотности замедления и (M, 11) и (M, 13) отличаются от соответствующих величин в разделе «Метод групп» лишь множителями $\left(1 + \frac{\gamma}{u}\right)$ и $\left(1 - \frac{\gamma}{\Delta u_2 + \gamma}\right)$, которые практически равны единице.

Н. Замечания о границах применимости метода групп

Рассматривая диффузионное приближение задачи о переносе замедляющихся нейтронов в отношении возможных энергетических упрощений, мы подробно остановились на одно- и двухгрупповом методе. Неточность таких упрощений вполне очевидна. Однако простота и в ряде случаев результаты, согласующиеся с экспериментом [17], привели к широкому применению одно- и двухгруппового метода в теоретических расчетах по скважинной нейтронметрии. Проведем оценку границ применимости этих методов.

Одногрупповое приближение. Плотность замедления дается выражением (М, 10), а величина L вычисляется по формуле (М, 11). Рассмотрим условие применимости диффузионного приближения

$$|\vec{\psi}_1| \ll \psi_0.$$

Входящие в это неравенство функции вычислим, используя соотношения (К, 12), (К, 13) и (К, 15):

$$\frac{l^2}{3} \cdot \frac{\frac{r}{L} + 1}{r} \ll \gamma \frac{r - 2L}{2L^2} \frac{\partial L^2}{\partial u} + 1. \quad (\text{Н, 1})$$

Для распределения нейтронов малой энергии ($u \gg 1$) неравенство (Н, 1) удовлетворяется во всех точках пространства, для которых $r \gg L$.

Далее, групповые дифференциальные уравнения были получены с использованием интерполяционной схемы, которая предполагает слабую зависимость плотности замедления от энергии, то есть

$$u \left| \frac{\partial q}{\partial u} \right| \ll q \quad (\text{Н, 2})$$

для всех u в пределах группы.

В рассматриваемом случае это приводит к условию

$$\frac{u}{L^2} \frac{\partial L^2}{\partial u} \left| \frac{r}{2L} - 1 \right| \ll 1. \quad (\text{Н, 3})$$

Соотношение (Н, 3) для всех u ни в одной точке пространства строго не выполняется. На расстояниях r , близких к $2L$, в некотором интервале латаргии u , примыкающем к конечной узловой точке группы, можно ожидать лишь выполнения простого неравенства. Область сохранения неравенства как по расстоянию, так и по латаргии расширяется по мере перехода к замедлителям с большим содержанием водорода. Последнее обеспечивается множителем $\frac{u}{L^2} \frac{\partial L^2}{\partial u}$, который становится меньше единицы и убывает с возрастанием содержания водорода.

Двухгрупповое приближение (экспоненциальное распределение). Условие применимости диффузионного приближения сводится к виду

$$\frac{l^2}{3L} \ll 1 + \frac{3\gamma}{2} \left(\frac{r}{3L} - 1 \right) \frac{1}{L^2} \cdot \frac{\partial L^2}{\partial u}. \quad (\text{Н, 4})$$

Для распределения нейтронов с малой энергией ($u \gg 1$) условие (Н, 4) выполняется во всех точках пространства. Рассмотрение применимости интерполяционной схемы приводит к выводам, аналогичным заключению одногруппового приближения.

Из приведенного выше схематического анализа следует, что условия применимости одно- и двухгруппового приближения для замедляющихся нейтронов лучше выполняются на расстояниях $r \approx \sqrt{r^2}$. При этом точность приближения повышается с ростом содержания водорода. Более строгая оценка границ применимости выражений (М, 10) и (М, 12) не может быть выполнена в рамках диффузионного приближения из-за непригодности его для описания распределения нейтронов с большим значением энергии нейтрона.

ТЕПЛОВЫЕ НЕЙТРОНЫ

О. Диффузия тепловых нейтронов

Процесс термализации и диффузии нейтронов описывается кинетическим уравнением, аналогичным уравнению (Г, 1). При исследовании распределения медленных нейтронов (см., например, [18]) на основе многоскоростного кинетического уравнения оказывается, что в случае не слишком сильного поглощения устанавливается максвелловский спектр с температурой, близкой к температуре среды. Нейтроны с таким спектром объединяют в одну группу и называют тепловыми.

Пространственное распределение тепловых нейтронов подчиняется односкоростному кинетическому уравнению, подробный анализ решений которого проведен в работе [19]. Там показано, что в среде со слабым поглощением ($\sigma_a \ll \sigma_s$) на расстояниях больше длины свободного пробега диффузионное приближение практически не отличается от точного. Дифференциальное уравнение диффузионного приближения односкоростной задачи имеет вид обычного уравнения диффузии частиц с ограниченным временем жизни

$$\Delta n - \frac{n}{l^2} = - \frac{q(\vec{r})}{D}. \quad (\text{О, 1})$$

Диффузионная длина l и коэффициент диффузии D выражаются через длины свободного пробега по отношению к рассеянию и поглощению

$$l^2 = \frac{l_s l_c}{3}; \quad (\text{О, 2})$$

$$D = \frac{l_s}{3} v. \quad (\text{О, 3})$$

Кроме того, в теории диффузии вводят еще время жизни теплового нейтрона

$$\tau = \frac{l_c}{v}. \quad (\text{О, 4})$$

Величина $q(\vec{r})$ — плотность источников тепловых нейтронов.

Решение уравнения (О, 1) имеет вид:

$$n(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi D} \int_0^\infty \frac{\exp\left(-\frac{|r-r'|}{l}\right)}{|r-r'|} q(\vec{r}') d\vec{r}'. \quad (\text{О, 5})$$

Переходя к конкретным примерам пространственного распределения тепловых нейтронов, подчеркнем, что обоснованность диффузионного приближения для группы тепловых нейтронов в задачах с источниками быстрых нейтронов возрастает. В этих случаях имеет место почти диффузное распределение источников тепловых нейтронов (плотность замедления). Кроме того, длина диффузии тепловых нейтронов всегда меньше соответствующей длины в группе быстрых нейтронов. Следовательно, неточности описания группы тепловых нейтронов в окончательный результат входят со значительно меньшим весом. Последнее особенно справедливо при наличии в группе тепловых нейтронов сильного поглощения. На энергии сильного поглощения спектр нейтронов обрывается, а переносом нейтронов в процессе диффузии можно пренебречь.

П. Примеры пространственного распределения тепловых нейтронов

Для определения аналитического вида пространственного распределения тепловых нейтронов используем приближенные модели процесса замедления, рассмотренные в главе «Замедление нейтронов».

В пределах применимости возрастного приближения плотность замедления имеет вид распределения Гаусса (И, 14). Подставляя его в выражение (О, 5) и выполняя интегрирование, получим

$$n = \frac{Q_0}{8\pi D} \cdot \frac{\exp\left(\frac{L}{l}\right)^2}{r} \left\{ \exp\left(-\frac{r}{l}\right) \left[1 - \Phi\left(\frac{L}{l} - \frac{r}{2L}\right) \right] - \exp\left(\frac{r}{l}\right) \left[1 - \Phi\left(\frac{L}{l} + \frac{r}{2L}\right) \right] \right\}, \quad (\text{П, 1})$$

где $\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt$ — интеграл ошибок.

Распределение (П, 1) было получено и обсуждалось в одной из первых работ [11], посвященных теории нейтронного каротажа. С целью выполнения последующих упрощений приведем асимптотическое представление интеграла ошибок

$$\Phi(x) = 1 - \frac{\exp(-x^2)}{\sqrt{\pi} x}.$$

Значение функции $\Phi(x)$, вычисленное с помощью этого соотношения для $x=2$, совпадает с точным до третьего знака.

В нейтронной геофизике практически всегда имеет место неравенство $\frac{L}{l} > 2$. Поэтому для всех r с большой точностью можно записать

$$1 - \Phi\left(\frac{L}{l} + \frac{r}{2L}\right) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\exp\left[-\left(\frac{L}{l} + \frac{r}{2L}\right)^2\right]}{\frac{L}{l} + \frac{r}{2L}}.$$

Далее, в пределах применимости распределения Гаусса также достаточно точным будет равенство

$$1 - \Phi\left(\frac{L}{l} - \frac{r}{2L}\right) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\exp\left[-\left(\frac{L}{l} - \frac{r}{2L}\right)^2\right]}{\frac{L}{l} - \frac{r}{2L}}.$$

Подставляя эти упрощения в (П, 1), получим

$$n = \frac{Q_0 \tau}{\pi^2 (2L)^3} \cdot \frac{\exp\left(-\frac{r^2}{(2L)^2}\right)}{1 - \frac{l^2 r^2}{4L^4}}.$$

По причинам, перечисленным выше, множитель $1 - \frac{l^2 r^2}{4L^4}$ мало отличается от единицы. Поэтому в области пространства, для которой справедливо

приближение Ферми и имеет место неравенство $\frac{L}{l} > 2$, пространственное распределение тепловых нейтронов определяется плотностью замедления и равно

$$n = \frac{Q_0 \tau}{\pi^2 (2L)^3} \exp\left(-\frac{r^2}{(2L)^2}\right). \quad (\text{П, 2})$$

Качественно эту область пространства можно ограничить сферой радиуса порядка $2L$, уменьшающейся по мере перехода к средам с большим содержанием водорода.

Применительно к водородсодержащим замедлителям из приближенных моделей процесса замедления выбирают одногрупповое [17] и экспоненциальное [12, 16] распределения. Подставим в интегральное выражение (О, 5) плотность замедления одногруппового приближения (М, 10). Выполняя интегрирование, получим распределение тепловых нейтронов в так называемом двухгрупповом приближении [17]:

$$n = \frac{Q_0}{4\pi} \cdot \frac{\tau}{L^2 - l^2} \cdot \frac{\exp\left(-\frac{r}{L}\right) - \exp\left(-\frac{r}{l}\right)}{r}. \quad (\text{П, 3})$$

Анализируя полученное распределение, замечаем, что при $\frac{l}{L} \ll 1$ в области пространства $r > L$ вторым членом можно пренебречь. Если опустить также величину $\frac{l^2}{L^2}$ по сравнению с единицей, то

$$n \approx \frac{Q_0 \tau}{4\pi L^2} \cdot \frac{\exp\left(-\frac{r}{L}\right)}{r}. \quad (\text{П, 4})$$

Наконец, рассмотрим последний пример. Для этого в общую формулу (О, 5) подставим плотность замедления (М, 12), по нашей терминологии, в двухгрупповом приближении с равными групповыми константами. В результате получим [12]

$$n = \frac{Q_0 \tau}{8\pi L (L^2 - l^2)} \left\{ \exp\left(-\frac{r}{L}\right) - \frac{2l \cdot L}{L^2 - l^2} \frac{l}{r} \left[\exp\left(-\frac{r}{L}\right) - \exp\left(-\frac{r}{l}\right) \right] \right\}. \quad (\text{П, 5})$$

Здесь множитель $1 - \frac{l}{\Delta u_2 + \gamma}$ принят равным единице. Снова при $\frac{l}{L} \ll 1$ и $r > L$ допустимо приближение

$$n \approx \frac{Q_0 \tau}{8\pi L^3} \exp\left(-\frac{r}{L}\right). \quad (\text{П, 6})$$

Таким образом, если перенос нейтронов в процессе замедления преобладает над переносом в процессе диффузии ($\frac{l}{L} \ll 1$), должно существовать общее приближенное равенство

$$n = q(\vec{r}) \tau. \quad (\text{П, 7})$$

При использовании приближенных выражений для плотности замедления $q(\vec{r})$ равенство (П, 7) относится к областям пространства, типичным

для выбранной модели процесса замедления, в частности, в возрастном приближении к малым расстояниям.

Формулу (П, 7) можно получить и из общего выражения для плотности тепловых нейтронов (О, 5). Диффузионная функция влияния $\frac{\exp\left(-\frac{|r-r'|}{l}\right)}{|r-r'|}$

неограниченно возрастает по мере приближения переменной интегрирования к точке наблюдения, а вдали от нее круто спадает, то есть имеет вид дельта-функции с конечной шириной, уменьшающейся с уменьшением l . Плотность замедления — монотонная функция r . Предположим, что она может быть представлена в виде

$$q(r') = q(r) + (r - r') \frac{\partial q(r)}{\partial r}. \quad (\text{П, 8})$$

Погрешности, возникающие при таком разложении для больших разностей $r - r'$, входят в результат интегрирования с малым весом (функция влияния). Подставим это разложение в (О, 5) и выполним интегрирование

$$n(r) = \tau \left[q(r) + 2l \frac{\partial q(r)}{\partial r} \right]. \quad (\text{П, 9})$$

При выполнении условий, обсуждавшихся выше, второй член в (П, 9) становится много меньше первого, что приводит к соотношению (П, 7).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Постановке любого метода исследований буровых скважин предшествует установление физических предпосылок и выяснение геологических задач, решаемых данным методом. В нейтронной геофизике часто необходимо провести краткую полуколичественную оценку явлений, не прибегая к строгой постановке задачи. В настоящей работе проблема переноса нейтронов рассматривалась именно в этом направлении.

Основное внимание уделено переносу нейтронов в процессе замедления. При этом мы старались показать связь и место приближенных моделей. В основу положено диффузионное приближение многоскоростной задачи (раздел «Ж. Диффузионное приближение»), которое для больших значений летаргии обладает достаточной точностью. Значительно большие погрешности вносятся последующими энергетическими упрощениями. Предпочтение следует отдать методу синтетических функций рассеяния Грейлинг — Гертцеля, в котором сохраняются основные особенности замедления как на тяжелых, так и на легких ядрах. Плотность замедления в этом случае для точечного монохроматического источника (решение уравнения (К, 14)) выражается интегралом

$$q(r, u) = \frac{Q_0}{2\pi^2 r} \int_0^\infty Q(k, u) k \sin kr \, dk,$$

где

$$Q(k, u) = \frac{\exp\left(-\int_0^u \frac{k^2 \frac{H_t}{3\xi} du}{1 + \frac{\gamma}{\xi} \cdot \frac{H_t}{3} k^2}\right)}{1 + \frac{\gamma}{\xi} \cdot \frac{H_t^0}{3} k^2}.$$

Численное интегрирование, выполненное для воды, дало хорошее согласие с экспериментальным распределением индий-резонансных нейтронов [15].

Приближение возраста и метод групп с малым количеством групп (одна или две) могут дать удовлетворительные результаты каждый в своих пределах. Пределы таковы, что на средних расстояниях (порядка $\sqrt{r^2}$) каждое из приближений в отдельности не может с одинаковой точностью описать распределение нейтронов в водородсодержащих и тяжелых замедлителях. Универсально в этом смысле из рассмотренных моделей только приближение Грейлинг — Гертцеля.

Учет переноса в группе тепловых нейтронов проводится также в диффузионном приближении. В определенных условиях переносом в группе тепловых нейтронов можно пренебречь вовсе. Последнее особенно справедливо при наличии в этой группе сильного поглощения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Власов. Нейтроны М., ГИТТЛ, 1955.
2. А. С. Давыдов. Теория атомного ядра. М., Физматгиз, 1958.
3. Атлас нейтронных эффективных сечений элементов. М., Изд-во АН СССР, 1955.
4. В. И. Стрижак, О. П. Яремик, В. В. Кравцов. Поперечные сечения неупругого столкновения нейтронов с энергией 14 Мэв с атомными ядрами. Укр. физ. ж., т. 3, № 2, 1958, стр. 190.
5. В. А. Баталин, Н. С. Копытин. Эффективные сечения неупругого рассеяния нейтронов с энергией 3,6 Мэв с атомными ядрами. Укр. физ. ж., т. 3, № 2, 1958, стр. 185.
6. M. Mac Gregor, W. P. Ball, R. Booth. Nonelastic neutron cross sections at 14 Mev. Phys. Rev., v. 110, No. 6, 1958, p. 139.
7. С. О. Muehlhause [и др.] Neutron scattering from iron and carbon by time-of-slight. Phys. Rev., v. 103, No. 3, 1956, p. 720.
8. А. Ахизер и И. Померанчук. Некоторые вопросы теории ядра. М., ГИТТЛ, 1950.
9. И. Г. Дядькин. О решении кинетического уравнения переноса нейтронов или γ -квантов методом парциальных вероятностей. ЖЭТФ, т. 34, вып. 6, 1958, стр. 1504.
10. Ю. П. Булашевич. Теория нейтронного каротажа в применении к разведке нефтяных и угольных месторождений. Изв. АН СССР, сер. геофиз. и географ., т. 12, № 2, 1948.
11. Ю. П. Булашевич. К теории нейтронного каротажа. Изв. АН СССР, сер. геофиз., т. 1, № 3, 1951.
12. С. А. Кантор. Основы теории нейтронного каротажа. Сб. «Прикладная геофизика». Вып. 13. М., Гостоптехиздат, 1955.
13. В. П. Кочергин, В. В. Орлов. Длина замедления нейтронов. «Атомная энергия», т. 6, № 1, 1959, стр. 34.
14. Г. И. Марчук. Численные методы расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1958.
15. «Ядерные реакторы». Т. 1. Физика ядерных реакторов. М., Изд-во иностр. лит., 1956. Мат-лы Комиссии по атомной энергии США.
16. Ю. П. Булашевич, С. А. Шулятьев. Оптимальные условия непрерывного активационного каротажа. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2, 1960.
17. С. Глестоп, М. Эдлунд. Основы теории ядерных реакторов. М., Изд-во иностр. лит., 1954.
18. М. В. Казариновский, А. В. Степанов, Ф. Л. Шапиро. Термализация и диффузия нейтронов в тяжелых средах. «Ядерная физика». Т. 1. М., Атомиздат, 1959. (Труды Второй междунар. конфер. по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958).
19. А. Д. Галанин. Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М., Атомиздат, 1959.

Г. М. ВОСКОВОЙНИКОВ, В. Н. БАЛАШЕВ, П. А. ГЛАВЧЕВ

К ВОПРОСУ О КОЛИЧЕСТВЕННЫХ ОПРЕДЕЛЕНИЯХ СОДЕРЖАНИЯ ТЯЖЕЛЫХ МЕТАЛЛОВ В РУДЕ ПО ДАННЫМ СЕЛЕКТИВНОГО КАРОТАЖА

Рассматриваются методика и результаты количественной интерпретации данных селективного каротажа на месторождениях тяжелых металлов и железорудном (сидеритовом) месторождении. Показано, что точность данных, получаемых с помощью каротажа, соизмерима с точностью, получаемой при геологических методах опробования.

За время, истекшее с момента первого опытного применения селективного каротажа [1], накопился достаточно обширный материал, позволяющий сделать ряд выводов статистического характера о степени достоверности и точности каротажных данных. С этой целью авторы обобщили и статистически обработали материал, полученный в процессе экспериментальных и производственных работ Институтом геофизики Уральского филиала АН СССР, Средне-Азиатским институтом геологии и минерального сырья МГ и ОН СССР, Северной геофизической экспедицией Управления Г и ОН при СМ Таджикской ССР и Южноуральской каротажной партией Уральского геологического управления. Методика и результаты обработки излагаются ниже. Для обобщения использован материал, полученный с помощью однотипной скважинной аппаратуры, описанной авторами в работах [1, 2] и в основном применявшейся до настоящего времени на производстве. Материалы, полученные позднее с помощью усовершенствованной аппаратуры и методики наблюдений, здесь не рассматриваются ввиду их малочисленности.

Физико-геологические условия применения селективного каротажа. Основными объектами применения селективного каротажа за истекшие три года были полиметаллические месторождения. В меньшем объеме селективный каротаж применялся на вольфрамовых, ртутных и сурьмяных месторождениях Средней Азии и на Бакальском железорудном (сидеритовом) месторождении (Южный Урал).

Месторождения тяжелых металлов (с атомными номерами $z \geq 50$) по физическим условиям применения селективного каротажа могут быть условно разбиты на две большие группы: рассеянные и жильно-скарновые. К первым будем относить все месторождения (независимо от генезиса), на которых рудные зоны образованы вкрапленностью рудного минерала в породах, не отличающихся по составу от окружающих вмещающих пород. Вмещающие породы на таких месторождениях обычно представлены кислыми изверженными, метаморфическими или осадочными породами; среди последних наиболее часто встречается известняк. Все они мало отличаются

друг от друга по свойствам взаимодействия с γ -лучами, так как содержат в основном химические элементы умеренных атомных номеров ($z=6 \div 20$) в таких пропорциях, что их эквивалентные атомные номера [3], характеризующие процесс рассеяния γ -лучей, оказываются близкими между собой. В этом смысле будем называть их породами среднего атомного состава.

Вторичные изменения, обычно наблюдаемые в рудных и околорудных зонах, такие как окремнение, серицитизация, общее «осветление», как правило, не изменяют свойств взаимодействия пород с излучением и могут не учитываться. Исключение представляет довольно часто встречающаяся баритизация: барий, как элемент высокого атомного номера ($z=56$), вызывает аномалии селективного каротажа, которые мало отличаются по интенсивности от аномалий, связанных с оруденением, и являются наиболее существенной помехой при применении рассматриваемого метода.

В отсутствие бария рассеянные месторождения представляют наиболее благоприятные условия для применения селективного каротажа. Каротажные диаграммы, снятые на таких месторождениях, отличаются в большинстве случаев четким выделением рудных зон и полным отсутствием «ложных» (безрудных) аномалий. При содержании металла в руде, не превосходящем 5–6%, оно может быть определено по амплитуде аномалии (см. раздел «Методика интерпретации»), отсчитываемой от уровня излучения в безрудных вмещающих породах того же состава. При более высоких содержаниях интенсивность рассеянного излучения в рудных зонах становится слишком низкой для ее уверенной регистрации, и четкая корреляция между амплитудой аномалии и содержанием металла нарушается. Единственной помехой при каротаже являются каверны, создающие аномалии противоположного (по сравнению с рудными) знака. При совпадении с рудными зонами каверны могут замаскировать рудную аномалию или исказить ее амплитуду. Поэтому интервалы диаграмм, соответствующие кавернозным участкам скважины, должны исключаться из интерпретации. При наличии в породах бария по каротажным данным может быть определена лишь суммарная мощность зон, содержащих разведываемый металл и барий, и суммарное содержание этих элементов в руде.

Жильно-скарновые месторождения отличаются от рассеянных по условиям применения селективного каротажа в основном тем, что на них оруденение тяжелого металла приурочено к скарновым зонам или сильно минерализованным жилам, имеющим иные физические свойства по сравнению с вмещающими породами. Как правило, связанные с оруденением пироксеновые, гранатовые, родонитовые и некоторые другие скарны и рудносодержащие жилы содержат большое (до 20–25%) количество железа, которое вызывает повышение их плотности и эквивалентного атомного номера. Поэтому селективным каротажом четко отмечаются скарновые зоны или жилы в целом, независимо от того, содержат они рудную компоненту или нет. Присутствие рудной компоненты вызывает лишь некоторое увеличение амплитуды аномалии. Для разделения аномалий на рудные и нерудные в некоторых случаях могут быть использованы данные плотностного каротажа, выполняемого в комплексе с селективным [2,4]. Однако непостоянство состава скарнов и жил и неоднозначная зависимость между плотностью этих образований и содержанием в них железа сильно затрудняют определение характерного для нерудных скарнов и жил нормального уровня излучения, от которого должны отсчитываться амплитуды рудных аномалий. Поэтому часто возникает затруднение не только в количественном определении содержания рудной компоненты, но и в качественном разделении аномалий на рудные и нерудные.

Нельзя отметить какое-либо различие в методике применения и результатах селективного каротажа, связанных с различием конкретных металлов

близких атомных номеров и с различием минеральной формы рудной компоненты. Поэтому при постановке работ и анализе результатов следует различать лишь металлы высоких атомных номеров $z \sim 80$ (висмут, свинец, ртуть, вольфрам), средних $z \sim 50$ (барий, сурьма, олово) и относительно низких $z \sim 30$ (железо, марганец, хром, цинк и др.). Первые имеют самый высокий коэффициент фотопоглощения и поэтому отмечаются каротажом при наиболее низком содержании в руде ($\sim 0,2\%$). Концентрация металлов других групп, эквивалентная содержанию первой группы по величине вызываемой ими аномалии, растет с уменьшением атомного номера. По имеющимся опытным данным, отношение эквивалентных содержаний металлов трех рассмотренных групп может быть принято (с округлением) равным 1:2:12, однако эти цифры требуют дальнейшего уточнения, так как получены на основании недостаточного (особенно, для группы $z \sim 50$) материала. По приближенным теоретическим расчетам [5], без учета эффекта изменения плотности руд при высоких содержаниях металла, соответствующее отношение равно 1:1,4:11.

Результаты каротажа, выполненные на рассеянных месторождениях металлов двух первых групп, без всяких ограничений могут сопоставляться между собой, если условиться выражать содержание различных тяжелых элементов в эквивалентах одного из них.

Железные, марганцевые и хромовые руды составляют отдельную группу, так как в них на интенсивность регистрируемого излучения влияет в большинстве случаев не только повышенный эквивалентный атомный номер, но и повышенная плотность руды. Поэтому в принципе такие руды можно исследовать как селективным, так и плотностным каротажом. Преимущество первого в данном случае заключается в том, что при использовании источников мягкого излучения представляется возможность более полно экранировать счетчик от скважинных лучей и получать более четкие аномалии. Селективный каротаж очень четко отмечает рудные зоны при содержаниях металла начиная приблизительно от 10%. По амплитуде аномалий возможно ориентировочно оценить содержание металла. В комбинированных рудах (железисто-марганцевых, железисто-хромовых и т. д.) по каротажным данным определяется суммарная концентрация металлов. Цинк, обычно присутствующий в полиметаллических рудах в соизмеримых со свинцом количествах, практически не отмечается селективным каротажом на фоне более интенсивных аномалий от свинца.

Методика интерпретации. Как показывают эксперименты [1], при пересечении двигающимся вверх зондом нижней границы однородной рудной зоны с умеренным содержанием металла¹, интенсивность регистрируемого излучения начинает заметно уменьшаться с момента вступления в пределы зоны верхнего конца зонда (центра счетчика небольших размеров) и достигает практически стабильного значения, характерного для данного содержания металла, когда зонд целиком вошел в рудную зону. При пересечении верхней границы зоны наблюдается аналогичный процесс роста интенсивности.

Условимся относить точку записи каротажной диаграммы к глубине центра счетчика. Тогда положение и мощность рудной зоны в разрезе скважины определяются по положению и протяженности интервала каротажной диаграммы от начала падения до начала роста интенсивности.

Кроме мощности зоны с диаграммы снимается средняя «нормальная» интенсивность излучения I_0 , соответствующая вмещающим породам вблизи рудной зоны, и «аномальная» интенсивность I_a в пределах зоны. Если

¹ Имеются в виду содержания, при которых слой породы, равный по мощности длине зонда, сохраняет заметную прозрачность для лучей применяемого источника.

рудная зона не однородна и содержание металла в ней, например, увеличивается от границ к центру, то интервалы диаграммы, соответствующие постепенному уменьшению и увеличению интенсивности излучения, будут больше длины зонда. В этом случае зоны переменной интенсивности разбиваются на ряд последовательных интервалов, по мощности равных длине зонда. Значение I_a в каждом интервале принимается равным интенсивности излучения в конце интервала. Такой прием соответствует, как очевидно, осреднению содержания металла в каждом из интервалов. В значения интенсивности, снятые с диаграммы, вносится поправка, учитывающая просчеты импульсов. Поправка определяется по данным эталонирования аппаратуры методом, применяемым при γ -каротаже [6]. Заметим, что для интерпретации данных селективного каротажа требуются лишь относительные значения интенсивности излучения; поэтому эталонировать аппаратуру можно с помощью произвольного источника излучения подходящей мощности, точное значение которой может быть неизвестно; в этом случае значения интенсивности выражаются в условных единицах. Зависимость между интенсивностью излучения и содержанием в руде металла может быть найдена с помощью формулы, полученной в диффузионном приближении для однородной среды [5, 7],

$$I = \frac{m}{r} \exp(-q \rho r), \quad (1)$$

где I — интенсивность излучения (в числе квантов);

r — длина зонда;

ρ — плотность породы;

q — массовый диффузионный коэффициент ослабления;

m — слабопеременный предэкспоненциальный множитель.

Как показывают результаты сопоставления экспериментальных и теоретических данных [7], аналитический вид этой зависимости хорошо согласуется с экспериментальными данными, которые получены в геометрических условиях, соответствующих условиям каротажа. По численным данным [5, 7] легко проверить, что основным фактором, влияющим на изменение I при вариациях состава и плотности породы, является колебание величины показателя экспоненты. При малых (порядка единиц процентов) содержаниях тяжелого металла Q и фиксированной длине зонда этот показатель может быть представлен как линейная функция содержания. При эмпирическом определении параметров другими формами зависимости I от Q с достаточной для практики точностью можно пренебречь.

С учетом этих замечаний, из уравнения (1) находим

$$\lg I_a = \lg I_0 - kQ, \quad (2)$$

где k — постоянный коэффициент, определяемый опытным путем.

Будем называть амплитудой аномалии величину $A = \frac{I_0}{I_a}$. Тогда из выражения (2) получим

$$\lg A = kQ. \quad (3)$$

Как показал опыт, коэффициент k в основном уравнении (3) может быть надежно определен только в результате массового сопоставления каротажных и геологических данных и их статистической обработки; отдельные сопоставления в большинстве случаев дают недопустимо большие расхождения результатов. Поэтому представляется целесообразным определять k не для каждого конкретного месторождения, а для всей совокупности однотипных (в смысле условий применения каротажа) месторождений, на которых производились измерения с однотипной скважинной аппаратурой и одинаковыми параметрами зонда.

Будем считать условно точными содержания в руде металла Q , полученные по данным геологического опробования; амплитуды аномалий селективного каротажа будем считать определенными с одинаковой относительной погрешностью. Последнее равносильно тому, что случайная погрешность $\lg A$ принимается постоянной.

В этих предположениях вероятнейшее значение k может быть получено из результатов большого числа сопоставлений геологических и каротажных данных по известным правилам способа наименьших квадратов с помощью формулы

$$k = \frac{\sum Q_i \lg A_i}{\sum Q_i^2}, \quad (4)$$

средняя квадратичная погрешность логарифма амплитуды равна

$$\mu = \sqrt{\frac{\sum v_i^2}{n-1}}, \quad (5)$$

где n — общее число интервалов, по которым производилось сопоставление;

i — номера отдельных интервалов;

v_i — остаточная погрешность единичного сопоставления,

$$v_i = \lg A_i - kQ_i.$$

Если при вычислении использовались десятичные логарифмы, то относительная погрешность амплитуды аномалии $\epsilon = \frac{\mu}{M}$, где $M = 0,43...$ — модуль десятичных логарифмов.

Средняя погрешность, ожидаемая при определении содержания Q по данным каротажа, может быть оценена с помощью равенства (3), в которое следует подставить вместо $\lg A$ значение погрешности логарифма μ , а вместо Q — ожидаемую погрешность содержания δQ . При этом получим

$$\delta Q = \frac{\mu}{k}. \quad (6)$$

При принятых исходных допущениях погрешность δQ не зависит от величины Q в тех пределах, в которых сохраняется линейная зависимость (3) между логарифмом амплитуды и содержанием. Как уже отмечалось выше, такая форма зависимости может быть принята при содержаниях металла до 5—6%.

Численные данные. Описанным выше способом обработаны материалы селективного каротажа по 30 скважинам, секущим зоны рассеянного оруденения тяжелых металлов, и по 12 скважинам, секущим сидеритовое рудное тело. Запись диаграмм во всех скважинах произведена с помощью каротажного снаряда с эксцентрично (со стороны стенки скважины) расположенным источником излучения и алюминиевым приемным окном счетчика с апертурой в поперечном сечении $\sim 120^\circ$. Снаряд прижимался к стенке скважины с помощью пластинчатой пружины типа рессоры и со стороны скважины экранировался слоем свинца ~ 10 мм. В качестве источника излучения применялся Se^{75} в количестве 5—10 мк. Индикатором служил газоразрядный вольфрамовый счетчик ВС-4. Длина зонда (расстояние между центром источника и счетчика) равнялась 23—25 см. Интенсивность излучения регистрировалась установкой КРТ, в которой было введено дополнительно устройство для плавной регулировки чувствительности.

Данные каротажа сопоставлялись с данными геологического опробования в пределах минимальных интервалов (локальных рудных зон), границы которых могли быть уверенно отождествлены по каротажным и геологическим данным. В случае, если мощности сравниваемых зон по данным каротажа и опробования совпадали не точно, меньшая из них дополнялась соответствующим интервалом, документированным в данном методе как нерудный.

Средние значения содержания металла $\bar{Q}$ и логарифма аномалии $\lg A$ вычислялись по очевидным формулам

$$\left. \begin{aligned} \bar{Q} &= \frac{\sum h_i Q_i}{\sum h_i}; \\ \lg A &= \frac{\sum h_i \lg A_i}{\sum h_i}; \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

где h_i — мощности интервалов, по которым брались пробы для химических анализов при геологическом опробовании, или мощности элементарных интервалов, в которых интенсивность излучения принималась по данным каротажа (с осреднением) постоянной;

$\lg A_i$ — значения логарифма амплитуды аномалии в соответствующих интервалах;

Q_i — содержание металла в отдельных пробах по данным химических анализов; при обобщении материалов по каротажу на месторождения тяжелых металлов Q_i вычислялось в эквивалентах свинца с помощью экспериментальных значений эквивалентов, рассмотренных в разделе «Физико-геологические условия применения селективного каротажа».

Пример обработки единичного интервала сопоставления представлен на рис. 1¹. Прерывистой линией показаны результаты поинтервального осреднения каротажной диаграммы (рис. 1, В) и средние значения $\bar{Q}$ и $\lg A$, вычисленные по формулам (7) (рис. 1, Б и Г). Графики В и Г могут служить также примером интерпретации каротажных данных; при этом график значений $\lg A$ может рассматриваться как график содержания металла (по каротажным данным), выраженного в условных единицах. Для перевода его в проценты достаточно умножить абсциссы графика ($\lg A$) на величину $1/k$, как то следует из формулы (3).

Заметим, что значения $\lg A$ можно определять с помощью логарифмической линейки, минуя вычисления самих A . Расчеты могут быть сильно упрощены и механизированы применением вспомогательных графиков или таблиц. Поэтому несколько сложный аналитический вид зависимости (3) не может являться серьезным препятствием для ее практического применения при интерпретации производственных каротажных данных.

Значения $\bar{Q}$ и $\lg A$ по каждому интервалу наносились в виде точек на корреляционные графики (рис. 2, 3). При построении графика для тяжелых металлов (рис. 2) материал был предварительно отбракован: из результатов сопоставления исключались рудные интервалы, зарегистрированные лишь одним из сравниваемых методов (каротажом или по данным геологического опробования) и не выявленные другим; исключены также интервалы, по которым наблюдались резкие различия мощности рудных зон, определенных двумя методами. По этим признакам из материалов сопоставления исключено ~ 10% (по мощности) рудных зон. На корреляционный график для сидеритов (рис. 3) нанесены все имевшиеся в нашем

распоряжении материалы без каких-либо исключений. По формулам (4), (5), (6) из приведенных данных получены следующие значения основного коэффициента k равенства (3) и погрешности единичного сопоставления:

для тяжелых металлов $k=0,184$; $\mu=\pm 0,11$; $\delta Q=\pm 0,6\% \text{Pb}$;

для сидеритов $k=0,0157$; $\mu=\pm 0,074$; $\delta Q=\pm 4,7\% \text{Fe}$.

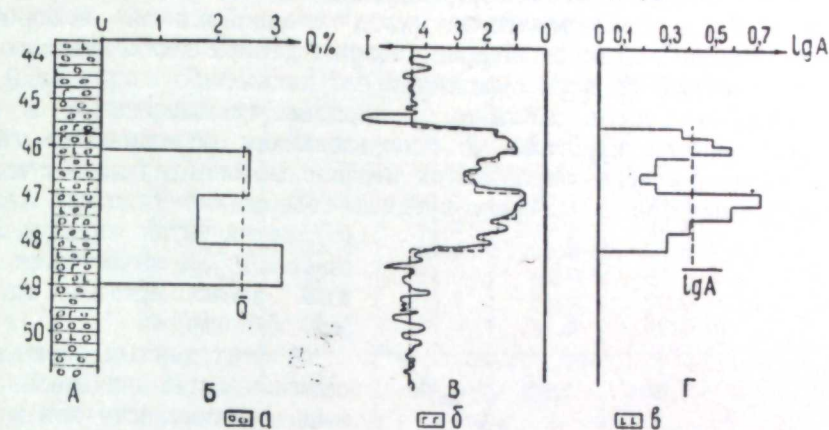


Рис. 1. Пример обработки данных селективного каротажа.

А — геологический разрез;

Б — диаграмма содержания свинца по данным геологического опробования; В — диаграмма селективного каротажа; Г — диаграмма значений логарифма амплитуды аномалии.

а — конгломераты, б — вкрапленность галенита, в — вкрапленность сфалерита.

Осредненные корреляционные графики, удовлетворяющие уравнению (3), нанесены в виде наклонных прямых (рис. 2, 3).

Полученные зависимости и значения k могут быть использованы для интерпретации данных каротажа, получаемых с описанным выше скважин-

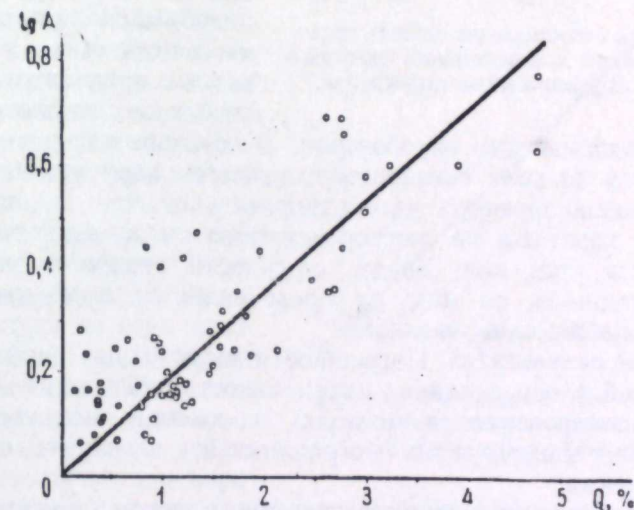


Рис. 2. Результаты сопоставления данных геологического опробования и селективного каротажа на рассеянных месторождениях тяжелых металлов.

ным снарядам на рассеянных месторождениях тяжелых металлов ($z \geq 50$) и сидеритовых железорудных месторождениях. При этом содержание тяжелых металлов выразится в эквивалентах свинца. Заметим, что перенесение значения k , полученного для сидеритового месторождения, на дру-

¹ Неточное совпадение значений глубины до рудной зоны вызвано здесь, по-видимому, погрешностями буровой документации.

гие типы железорудных месторождений или же на марганцевые и хромовые в общем случае недопустимо, так как, в отличие от месторождений тяжелых металлов, здесь коэффициентом учитывается не только изменение эквивалентного атомного номера, но и изменение плотности руды, влияние которой может быть различно в различных типах руд.

Учитывая, что при составлении корреляционного графика для тяжелых металлов была допущена некоторая (хотя и минимальная) выборочность материала, дополнительно были сопоставлены данные геологического опробования и каротажа по всем скважинам без каких-либо сокращений. При этом для каждой пяти скважин (в порядке их следования в общем списке), по данным каротажа (с использованием осредненного графика рис. 2) и геологического опробования независимо определялась суммарная мощность рудных зон, в которых среднее содержание тяжелых металлов

(в эквивалентах свинца) превышает 0,5%, и вычислялся линейный запас металла по ним (см. таблицу).

В этих данных обращает на себя внимание значительное превышение мощности зон и линейного запаса, определенных по данным каротажа, по сравнению с цифрами, полученными по результатам геологического опробования, в третьей и четвертой группах, относящихся к одному и тому же месторождению. Расхождение происходит здесь в основном за счет зон, которые оцениваются по геологической документации как нерудные или непромышленные, а потому часто не опробованы. Учитывая это, можно предполагать здесь значительное занижение запасов по

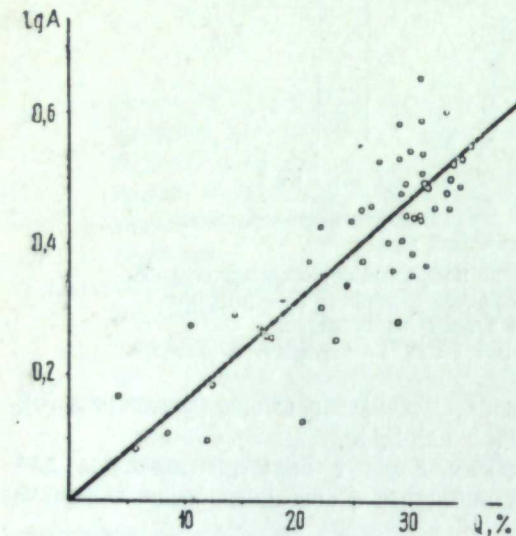


Рис. 3. Результаты сопоставления данных геологического опробования и селективного каротажа на Бакальском сидеритовом месторождении.

материалам геологического опробования. В остальных группах и в суммарных результатах по всем скважинам сходимость каротажных и геологических данных можно признать удовлетворительной.

Материалы каротажа на месторождениях скарнового типа здесь не рассматриваются, так как, ввиду сложности задачи и недостаточного количества материала, по ним не представляется возможности сделать уверенные статистические выводы.

Обсуждение результатов. Погрешности каротажных данных складываются из погрешностей в определении интенсивности излучения (включая погрешности эталонирования аппаратуры), искажений амплитуды аномалии влиянием мелких каверн и из погрешностей, связанных с неравномерностью оруденения.

Можно ожидать, что влияние неравномерности оруденения сведено к минимуму на железорудных месторождениях, в частности, на рассмотренном выше Бакальском сидеритовом, где рудные тела представляют крупные монолитные образования. Влиянием погрешностей геологического опробования в этих условиях также можно пренебречь. Поэтому результаты сопоставления геологических и каротажных данных на этих месторождениях могут характеризовать точность собственно каротажных данных, получаемых с описанным выше комплектом аппаратуры.

При $\mu = \pm 0,074$ (см. раздел «Численные данные») относительная погрешность амплитуды оказывается равной $\epsilon = \pm 17\%$.

Результаты сопоставления суммарной мощности рудных зон H и линейных запасов тяжелых элементов C по данным селективного каротажа и геологического опробования

№ скважины	Геологическое опробование		Селективный каротаж	
	$H, м$	$C, \% \cdot м$	$H, м$	$C, \% \cdot м$
1—5 . .	227,2	603,0	238,4	628,8
6—10 .	19,9	31,2	26,2	37,5
11—15 .	24,3	40,9	55,8	75,8
16—20 .	26,9	41,0	46,3	67,3
21—25 .	36,4	59,5	34,6	67,0
26—30 .	38,4	89,6	37,2	62,3
$\Sigma . . .$	373,1	865,2	438,5	938,7

Аналогичные по точности наблюдения на месторождениях тяжелых металлов при их равномерном распределении должны дать погрешность $\delta_1 Q = \pm 0,4\% Pb$. Фактически для этих месторождений получена погрешность $\delta Q = 0,6\% Pb$. Следовательно, средняя квадратичная погрешность данных, связанная с наличием неравномерности распределения рудной компоненты,

$$\delta_2 Q = \sqrt{(0,6)^2 - (0,4)^2} = 0,4\% Pb.$$

Можно ожидать, что соответствующим усовершенствованием аппаратуры и методики наблюдений погрешность в определении амплитуды аномалии может быть сильно уменьшена или даже сведена к практически неощутимой величине, однако погрешность $\delta_2 Q$, связанная с физическими особенностями месторождений тяжелых металлов, будет, по-видимому, сохраняться во всех измерениях. Поэтому представляет интерес выяснить, насколько эта погрешность велика по сравнению с погрешностями, допускаемыми при геологическом опробовании месторождения путем химического анализа керна. На рис. 4 представлены в виде своеобразного «корреляционного графика» результаты сопоставления данных повторного геологического опробования одних и тех же рудных зон тяжелых металлов, выполненного по различному каменному материалу. Шесть точек (черные точки на графике) нанесены по данным, заимствованным из литературы [8]. Абсциссы точек — содержание металла, определенное по керну; ординаты — содержание, определенное по борздовым пробам после вскрытия экспериментальных скважин. Остальные

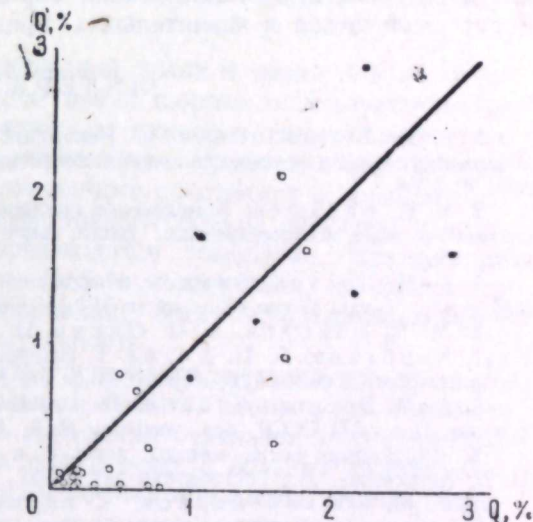


Рис. 4. Результаты сопоставления данных повторного геологического опробования на месторождениях тяжелых металлов.

точки получены в результате сопоставления данных химических анализов половины расколотого вдоль зерна, полученных на различных месторождениях местными геологоразведочными партиями (абсциссы точек), и данных специально проведенных нами анализов половины также расколотого вдоль оставшегося каменного материала (ординаты точек). Не прибегая к численным оценкам, непосредственно из рис. 2 и 4 легко видеть, что корреляция между каротажными и геологическими данными не менее тесная, чем между данными повторного геологического опробования, выполненного по различному каменному материалу. Это объясняется сильным влиянием неравномерности оруденения на результаты кернового опробования.

Из сказанного следует два важных методических вывода:

1. Приведенные в статье оценки погрешностей каротажа являются завышенными, так как принятое за основу допущение об абсолютной достоверности данных геологического опробования оказывается неверным. Однако в настоящее время нельзя предложить более точный способ их определения.

2. Данные о линейных запасах тяжелых металлов по скважине, полученные с помощью селективного каротажа, статистически не менее достоверны, чем данные, полученные в результате геологического опробования. Поэтому, при благоприятных физико-геологических условиях (отсутствие посторонних тяжелых элементов, постоянная плотность пород, хорошее состояние скважин) можно ставить вопрос о полной или частичной замене кернового опробования каротажем¹. Следует, однако, иметь в виду, что, вследствие различной представительности данных каротажа и геологического опробования, конфигурация отдельных рудных интервалов и содержание металла в них, определенные тем и другим методом, могут различаться в значительных пределах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Воскобойников. Некоторые результаты экспериментальной проверки возможности практического применения селективного каротажа. «Атомная энергия», т. 4, вып. 4, 1958.
2. В. Н. Балашев. Комплексное применение радиоактивных методов каротажа на скарново-рудных месторождениях. Бюлл. науч.-исслед. работ САИГИМС, вып. 1, Ташкент, 1959.
3. Г. М. Воскобойников. Интенсивность γ -излучения в однородной излучающей среде. Труды Горно-геол. ин-та УФАИ СССР, вып. 30, Свердловск, 1957.
4. М. М. Соколов, А. П. Очкур, И. А. Гаркаленко, А. А. Федоров, Н. И. Карбанов, П. П. Хитев. К интерпретации диаграмм селективного каротажа. «Вопросы разведочной радиометрии». Инф. сб. № 1. Л., 1959 (МГ и ОН СССР).
5. Г. М. Воскобойников. Теоретические основы селективного гамма-гамма-каротажа. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 3, 1957.
6. «Радиометрические методы поисков и разведки урановых руд» (под. ред. В. В. Алексеева). М., Госгеолтехиздат, 1957.
7. Г. М. Воскобойников. К вопросу о точности и границах применимости диффузионного приближения решения задач о распространении γ -лучей. ЖТФ, т. 30, вып. 1, 1960.
8. И. Д. Чумаков. К вопросу о замене разведочных расщечек горизонтальными скважинами. Бюлл. науч.-исслед. работ САИГИМС, вып. 1, Ташкент, 1959.

¹ Начиная с 1960 г., селективный каротаж принят как единственный метод опробования по скважинам эксплуатационной разведки на сурьмяном месторождении Кадамжай (Киргизская ССР).

И. Д. БАЛАСНЫЙ, А. В. ДМИТРИЕВ, В. А. ИОНОВ, И. М. НАЗАРОВ

СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЕСТЕСТВЕННЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ С ПОМОЩЬЮ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ БОЛЬШОГО ОБЪЕМА

Произведены оценки статистической точности измерения двухканальным пороговым γ -спектрометром с большим пластмассовым сцинтиллятором (20×40 см) отношения содержания $\frac{Th}{U}$ в горных породах в естественном залегании. Оценки сделаны для случаев регистрации излучения одним каналом, закрепленным в области энергии 2,0—2,6 Мэв, и другим каналом — в одной из четырех возможных областей: 0,3—2,6; 1,0—1,5; 1,0—2,0 и 1,5—2,0 Мэв.

Для раздельного определения содержаний урана и тория или их отношения в горных породах в настоящее время широко используется методика порогового γ -спектрометрирования с помощью сцинтилляционных счетчиков [1, 2, 3, 4]. Точность определения урана и тория зависит от разрешающей способности сцинтилляционного спектрометра, чувствительности счетчика (его светосилы и эффективного объема счетчика) и величины фона, на уровне которого производится измерение. Практически важным случаем является измерение слабого γ -излучения, меняющегося во времени (например, γ -съемка в движении). Здесь определяющим качеством детектора является его чувствительность.

Повышение чувствительности сцинтилляционного счетчика, как правило, приводит к ухудшению его спектральных свойств. Однако, как показано в работе [5], статистическая точность выделения отдельной энергетической линии на фоне мешающего излучения для датчика с большой чувствительностью может быть лучше, чем для малочувствительного датчика, обладающего высоким разрешением, если рационально выбрать ширину окна регистрирующего канала.

Аналогичным образом, для получения наибольшей точности раздельных измерений содержания урана и тория или их отношения, кроме выбора положения измерительных каналов на шкале энергий, существенное значение имеет ширина окна канала, которая влияет на чувствительность измерительного канала, на соотношение между полезным и мешающим излучением в нем и на разрешающую способность спектрометра.

Оценка влияния на точность измерения ширины окна и положения измерительного канала без учета излучения фона произведена в работе [4] для сцинтилляционного счетчика с кристаллом NaJ(Tl) весом 50—100 г. Для этой цели авторы рассчитали спектры γ -излучения урана и тория в безграничной однородной среде с учетом рассеяния и соответствующие

сцинтилляционные спектры с учетом однократного взаимодействия γ -квантов с веществом кристалла.

В настоящей работе исследуются различные режимы измерений содержания урана и тория с помощью счетчика с пластическим сцинтиллятором объемом около 10 л. Ввиду трудности расчета сцинтилляционных спектров для больших сцинтилляторов, в работе используются сцинтилляционные спектры, полученные экспериментальным путем. Источниками излучений служили равновесные эталоны урана и тория малых размеров.

Сцинтилляционный счетчик. Прибор представляет собой цилиндрический блок пластмассового сцинтиллятора с двумя фотоумножителями типа ФЭУ-24, установленными на его торцах. Пластмассовый блок, имеющий вид цилиндра диаметром 20 см и высотой 40 см, состоит из двух отдельных блоков. Оптический контакт между ними осуществляется с помощью сплаксанового клея. Для увеличения светосбора применен отражатель из ваты.

Применение двух умножителей, включенных по схеме суммирования амплитуд импульсов, позволяет освободиться от влияния места вспышки в фосфоре на амплитуду импульса, существенного при использовании фосфора большого объема. Счетчик имеет чувствительность к радиомезоториевому эталону № 3 (при отсечке импульсов на уровне 0,3 Мэв), равную 300 имп/сек на 1 мкр/ч. Разрешение γ -линии Cs^{137} составляет 22%.

Спектры естественных γ -излучателей. На рис. 1 приведены дифференциальные распределения импульсов урана и тория, снятые с помощью стокального анализатора при ширине канала порядка 30 кэв. Энергети-

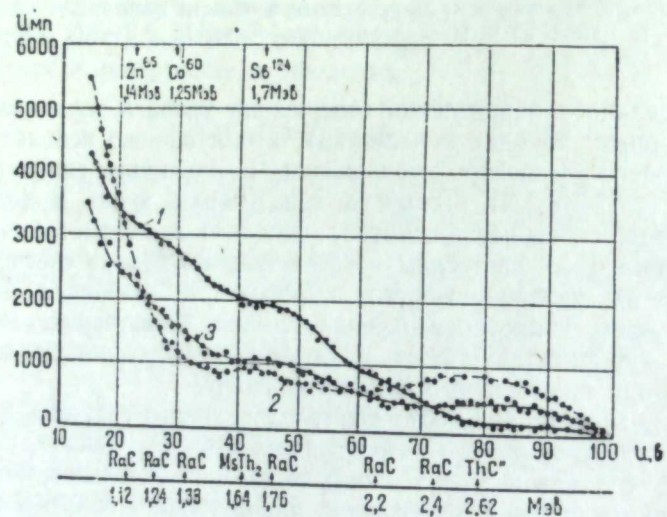


Рис. 1. Аппаратурные спектры урана и тория.
1 — эталон, содержащий 1% равновесного урана; 2 — эталон, содержащий 1% равновесного тория; 3 — радиомезоториевый эталон № 3.

ческая шкала градуирована по комптоновским максимумам стандартных γ -излучателей. Источниками γ -излучения урана и тория служили их равновесные эталоны, представляющие собой навески по 150 г 1-процентного содержания. Эталоны имели вид цилиндров диаметром 70 и высотой 80 мм, которые ставились непосредственно на датчик. Строго говоря, спектры эталонов, имеющих другую геометрию и размеры (по сравнению, например, с однородным бесконечно толстым слоем), отличаются от спектров, измеряемых в естественных условиях, но обычно это различие существенно только в мягкой области спектра.

На кривой аппаратного γ -спектра тория (рис. 1) линия ThC (2,62 Мэв) выделяется вполне отчетливо в виде широкого пика. В области энергий 1,6 Мэв имеет место незначительный подъем дифференциальной кривой, соответствующий линиям MsTh_2 и ThC с энергиями 1,59 и 1,62 Мэв.

Характерно для кривой аппаратного γ -спектра урана то, что на область энергии γ -квантов от 1,0 до 2,0 Мэв приходится гораздо большая доля общего числа зарегистрированных импульсов, чем для тория. Это происходит за счет вклада в амплитудный спектр импульсов от линий RaC 1,12; 1,24; 1,38 и 1,76 Мэв. Линии 1,38 и 1,76 Мэв выделяются на спектре в виде характерных перегибов кривой. Приведенные кривые свидетельствуют об удовлетворительных спектральных свойствах используемого детектора.

Для раздельного определения урана и тория методом пороговой спектрометрии более удобным спектральным параметром является не полуши-

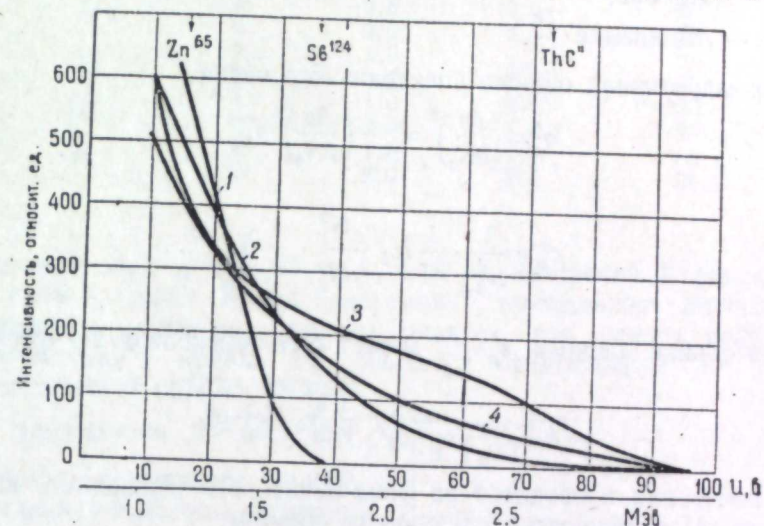


Рис. 2. Интегральные аппаратные спектры излучения урана, тория и калия.

1 — γ -излучение K^{40} ; 2 — то же для пробы, содержащей 1% равновесного урана; 3 — то же для пробы, содержащей 1% равновесного тория; 4 — то же для точечного радиомезоториевого эталона № 3.

рина линии, а так называемый коэффициент разделения K . Он определяется как отношение двух спектральных чисел p , получаемых делением скоростей счета двух измерительных каналов при регистрации излучения эталонов урана и тория. На рис. 2 даны интегральные кривые урана, тория и калия, нормированные по общей скорости счета при отсечке 0,3 Мэв, а также приведена интегральная кривая точечного радиомезоториевого эталона № 3, могущая служить для оценки чувствительности детектора в различных областях спектра. Как следует из спектров γ -излучения урана и тория, наивыгоднейшим режимом одного из измерительных каналов является такой, при котором регистрируются γ -кванты в области энергий от 2,0 Мэв и выше; канал, работающий в таком режиме, регистрирует в основном γ -кванты тория.

Оптимальный режим работы другого измерительного канала сразу не очевиден. Целесообразной для него можно считать регистрацию счета в одном из четырех энергетических интервалов: I — от 0,3 до 2,6 Мэв; II — от 1,0 до 1,5 Мэв; III — от 1,0 до 2,0 Мэв; IV — от 1,5 до 2,0 Мэв.

В дальнейшем проводится анализ указанных четырех режимов работы канала 1. В качестве критерия оценки этих режимов используется стати-

стическая точность измерения спектрального числа p и отношения содержания $\frac{Th}{U}$. Оценки проводятся для реальных условий измерения слабых γ -полей.

Точность определения отношения $\frac{Th}{U}$. Для смеси урана и тория спектральное число записывается в виде

$$p = \frac{N_1}{N_2} = \frac{a_1 + b_1 x}{a_2 + b_2 x}, \quad (1)$$

где N_1, N_2 — скорости счета по каналам 1 и 2;
 a_1, a_2 — скорости счета по каналам 1 и 2 для 1-процентного уранового эталона;
 b_1, b_2 — скорости счета по каналам 1 и 2 для 1-процентного ториевого эталона.

x — отношение $\frac{Th}{U}$.

Среднеквадратичная ошибка спектрального числа

$$\sigma_p^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial N_1} \right)^2 \sigma_{N_1}^2 + \left(\frac{\partial p}{\partial N_2} \right)^2 \sigma_{N_2}^2, \quad (2)$$

или

$$\sigma_p^2 = \frac{1}{N_2^2} \cdot \frac{1}{T} N_1 + \frac{N_1^2}{N_2^4} \cdot \frac{1}{T} N_2. \quad (3)$$

Относительная ошибка $\varepsilon_p = \frac{\sigma_p}{p}$ может быть вычислена по формуле

$$\varepsilon_p = \frac{1}{N_2 \sqrt{p}} \sqrt{\frac{1}{T} N_2 (1+p)}. \quad (4)$$

Если измерения проводятся на фоне некоторого мешающего излучения, то формула (4) переписывается следующим образом:

$$\varepsilon_p = \frac{1}{p N_2} \sqrt{\frac{1}{T} [(p N_2 + \Phi_1) + p^2 N_2 + \Phi_2 p^2]}, \quad (5)$$

где Φ_1, Φ_2 — скорости счета мешающего излучения по каналам 1 и 2. Учитывая, что

$$\sigma_x = \frac{\partial x}{\partial p} \sigma_p, \quad (6)$$

определим относительную ошибку ε_x . Из соотношения (1) найдем

$$x = \frac{p a_2 - a_1}{b_1 - p b_2}.$$

Произведя вычисления по формуле (6), получим

$$\sigma_x = \frac{\frac{a_2}{b_1} - \frac{a_1 b_2}{b_1^2}}{\left(1 - p \frac{b_2}{b_1}\right)^2} \cdot p \cdot \varepsilon_p, \quad (7)$$

откуда

$$\varepsilon_x = \frac{\frac{a_2}{b_1} - \frac{a_1 b_2}{b_1^2}}{\left(1 - p \frac{b_2}{b_1}\right)^2} \cdot \frac{p}{x} \cdot \varepsilon_p. \quad (8)$$

По формуле (8) подсчитаны относительные ошибки определения $\frac{Th}{U}$ в диапазоне отношений от 0,1 до 10 для указанных выше режимов работы спектрометров.

Расчетные кривые ошибок даны на рис. 3. При расчетах значение полезной скорости счета по каналу 2 взято $N_2 = 25$ имп/сек, что соответствует измерению в горных породах минимальной активности (порядка 3 мкр/ч). Мешающие излучения Φ_1 и Φ_2 (радиоактивное загрязнение аппаратуры, космическое излучение) определялись из специальных измерений. Результаты их для различных режимов работы приведены ниже:

Режим работы	№ канала	Уровень дискриминации, Мэв нижний	Уровень дискриминации, Мэв верхний	Уровень фона, имп/сек
I	1	0,3	2,6	600
	2	2,0	2,6	25
II	1	1,0	1,5	90
	2	2,0	2,6	25
III	1	1,0	2,0	120
	2	2,0	2,6	25
IV	1	1,5	2,0	30
	2	2,0	2,6	25

Коэффициенты a_1, a_2 и b_1, b_2 получены из измерений 1-процентных эталонов урана и тория. Время измерения T принималось равным 10 сек. Из приведенных расчетных кривых следует, что режим работы, которому соответствует кривая IV, является оптимальным. В этом случае статистическая ошибка измерения

$\frac{Th}{U}$ минимальна по абсолютной величине, а минимум кривой ошибок сдвинут в область больших значений $x = \frac{Th}{U}$, наиболее часто встречающихся в природе. Кроме того, область минимальных ошибок у этой кривой шире, чем у других.

Аналогичный вид имеют кривые, подсчитанные при N_2 , равном 50 и 100 имп/сек. Из приведенного анализа видно, что работа канала 1 в режиме IV является наиболее выгодной, несмотря на то, что регистрируемая скорость счета в этом канале резко уменьшается по сравнению со скоростью счета при работе канала в режиме I.

Регистрация γ -излучения по каналу 1 в жесткой области спектра имеет и то серьезное преимущество, что при этом в значительной степени срезается рассеянное излучение и излучение K^{40} , приводящие к существенному искажению результатов.

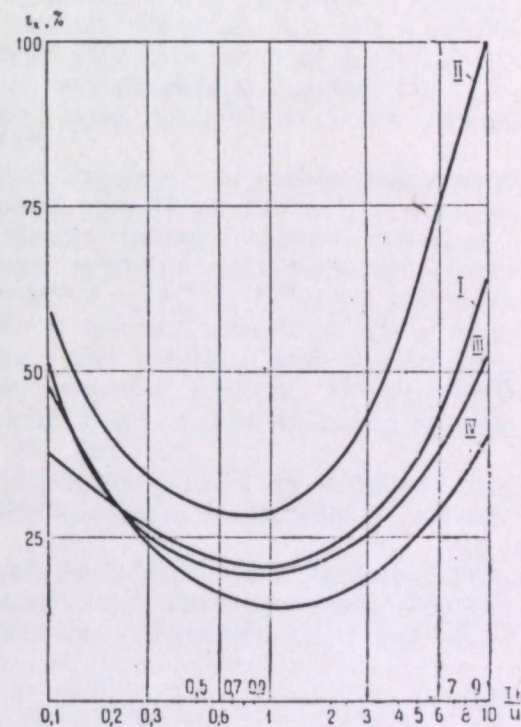


Рис. 3. Расчетная зависимость относительной ошибки измерения отношения $\frac{Th}{U}$ от его величины при режимах измерений I — IV.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. М. Назаров. Раздельное определение естественных радиоактивных элементов с помощью лабораторных радиометрических методов. «Атомная энергия», т. 3, вып. 8, 1957, стр. 121.
2. А. Л. Якубович. Сцинтилляционный аэрогаммаметр-анализатор «Минерал». Бюлл. науч.-техн. информ., № 3 (15), 1958 (МГ и ОН СССР).
3. «Радиометрические поиски и разведка урановых руд» (под ред. В. В. Алексеева). М., Госгеолтехиздат, 1957.
4. Г. М. Воскобойников, Н. П. Карташов. К вопросу о спектрометрических исследованиях γ -излучения естественных излучателей. «Атомная энергия», т. 6, вып. 1, 1959.
5. Р. М. Коган. О погрешности измерений интенсивности монохроматического гамма-излучения сцинтилляционным спектрометром. «Приборы и техника эксперимента», № 3, 1960.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР УРАЛЬСКИЙ ФИЛИАЛ

вып. 2

ТРУДЫ ИНСТИТУТА ГЕОФИЗИКИ

1962

В. А. БЕЛЫХ, И. Н. СЕНЬКО-БУЛАТНЫЙ, С. А. ШУЛЯТЬЕВ, Л. И. ЯКУБ

О ВЛИЯНИИ АКТИВАЦИИ КРЕМНИЯ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ ПРИ АКТИВАЦИОННОМ АНАЛИЗЕ БОКСИТОВ

На основании теоретических и экспериментальных исследований на модели скважины дана количественная оценка влияния активации кремния быстрыми нейтронами и нейтрального заполнителя на результаты активационного каротажа бокситов. Показано, что в ряде случаев, возникающих в практике разведки алюминиевого сырья, это влияние оказывается существенным. Рассмотрены возможные пути оценки влияния кремния и определения его процентного содержания в практике активационного каротажа бокситоносных скважин.

В настоящее время для изучения распределения глинозема в породах, пройденных буровой скважиной, выделения бокситоносных зон в разрезе и определения процентного содержания алюминия в условиях естественного залегания начинает применяться активационный каротаж [1, 2, 3], в котором осуществляется измерение γ -поля, образующегося при распаде радиоактивного изотопа алюминия Al^{28} .

Используемые при активационном каротаже полониево-бериллиевые источники образуют нейтроны различных энергий (от 0,5 до 11,0 Мэв) [4]. В связи с этим накопление радиоактивного изотопа алюминия при облучении ядер атомов среды, окружающей источник, нейтронами происходит в результате двух ядерных реакций: $Al^{27}(n, \gamma)Al^{28}$ и $Si^{28}(n, p)Al^{28}$, идущих, соответственно, на медленных и быстрых нейтронах. Кроме того, при облучении нейтронами источника таких сложных сред, как бокситы, принципиально возможны и другие ядерные реакции $Fe^{56}(n, \gamma)Fe^{57}$; $Al^{27}(n, p)Mg^{27}$; $Fe^{56}(n, p)Mn^{56}$, которые будут влиять на выход реакции $Al^{27}(n, \gamma)Al^{28}$, искажая результаты АК бокситов.

Количественная оценка этих факторов, полученная на основании теоретических и экспериментальных исследований, и составляет предмет настоящей статьи.

Теория. При активации бесконечной однородной среды точечным монохроматическим источником полное число активированных атомов, образующихся по реакции $Al^{27}(n, \gamma)Al^{28}$ тепловыми нейтронами, имеет вид [2]:

$$N(Al^{27}) = \frac{Q_0}{\lambda} \cdot \frac{v_{act}}{v_{act} + \sum v_i \sigma_i}, \quad (1)$$

где λ — постоянная распада Al^{28} ;

v — число атомов Al^{27} в 1 см³ среды;

σ_{act} — сечение активации Al^{27} ;

v_i — число атомов i -го элемента в 1 см³ среды;

σ_i — сечение поглощения i -го элемента;
 Q_0 — мощность нейтронного источника.

Реакция $\text{Si}^{28}(n, p)\text{Al}^{28}$ имеет порог при энергии нейтронов 4,2 Мэв [7]. Поэтому при оценке количества атомов Al^{28} , образовавшихся из Si^{28} , необходимо учитывать тот факт, что в водородсодержащих средах большинство нейтронов источника выходит за порог этой реакции уже после первого столкновения для довольно значительных интервалов энергии нейтронов источника. Так, например, нейтрон с энергией 10 Мэв после первого столкновения с протоном будет иметь среднюю энергию порядка 3,7 Мэв. Поэтому в водородсодержащих средах основная часть активированных атомов образуется из Si^{28} нейтронами, не испытывавшими до этого ни одного столкновения.

В этом случае количество активированных атомов Al^{28} может быть найдено из выражения, аналогичного (1),

$$N_0(\text{Si}^{28}) = \frac{Q_0}{\lambda} \cdot \frac{\nu_{\text{Si}} \sigma_{\text{Si}}(E_0)}{\nu_{\text{Si}} \sigma_{\text{Si}}(E_0) + \sum_i \nu_i \sigma_i(E_0)}. \quad (2)$$

Здесь $\sigma_{\text{Si}}(E_0)$ — сечение реакции $\text{Si}(n, p)\text{Al}$;
 $\sigma_i(E_0)$ — полное сечение i -го ядра при энергии нейтрона E_0 .

Поправку к числу активированных атомов кремния за счет нейтронов, испытавших одно и более столкновений, можно найти, если предположить, что все нейтроны в результате первого столкновения теряют энергию, соответствующую средней логарифмической потере $\bar{\xi}$.

$$\bar{\xi} = \frac{\sum_i \nu_i \sigma_i^p(E_0) \xi_i}{\sum_i \nu_i \sigma_i^p(E_0)}, \quad (3)$$

где σ_i^p — поперечное сечение рассеяния i -го элемента при энергии E_0 ;

ξ — средняя логарифмическая потеря энергии нейтроном при столкновении с ядром i -го элемента.

Тогда энергия нейтрона после первого столкновения будет равна

$$E_1 = E_0 \exp(-\bar{\xi}). \quad (4)$$

Число атомов Al^{28} , образованных в результате реакции $\text{Si}^{28}(n, p)\text{Al}^{28}$ нейтронами, испытавшими одно и более столкновений, определяется формулами, аналогичными (2), с учетом (3) и (4), а полное число атомов Al^{28} , образовавшихся при взаимодействии нейтронов с ядрами кремния, равно

$$N(\text{Si}^{28}) = \sum_i N_i(\text{Si}^{28}). \quad (5)$$

В уравнении (5) суммирование ведется по числу столкновений.

При современной методике АК измеряется не количество активированных атомов, а интенсивность γ -излучения, возникающего при их распаде.

Для вычисления интенсивности γ -излучения, связанного с активацией Al^{27} , в лучевом приближении может быть использована известная формула [2].

$$I(\text{Al}^{27}) = k Q_0 \frac{\nu_{\text{act}}}{\nu_{\text{act}} + \sum_i \nu_i \sigma_i} \cdot \frac{1}{L^2 (1 + \mu L)}, \quad (6)$$

при выводе которой принято экспоненциальное распределение для плотности тепловых нейтронов вида $A \cdot \exp(-\frac{r}{L})$.

Здесь L — тормозная длина [5, 6];

μ — линейный коэффициент поглощения γ -лучей.

Выражение для интенсивности γ -излучения, обусловленного активацией Si^{28} нейтронами, не испытывавшими до этого ни одного столкновения, запишется аналогично (6), если учесть, что плотность таких нейтронов подчиняется закону

$$A \cdot \exp\left(-\frac{r}{\lambda_0}\right), \quad (7)$$

где λ_0 — длина свободного пробега нейтрона с энергией E_0

$$\lambda_0 = \frac{1}{\sum_i \nu_i \sigma_i(E_0) + \nu_{\text{Si}} \sigma_{\text{Si}}(E_0)}. \quad (8)$$

Таким образом, для интенсивности γ -поля, обусловленного активацией кремния нейтронами, не испытывавшими ни одного столкновения, имеем выражение

$$I_0(\text{Si}^{28}) = k Q_0 \frac{\nu_{\text{Si}} \sigma_{\text{Si}}(E_0)}{\nu_{\text{Si}} \sigma_{\text{Si}}(E_0) + \sum_i \nu_i \sigma_i(E_0)} \cdot \frac{1}{\lambda_0^2 (1 + \mu \lambda_0)}. \quad (9)$$

Поправки, учитывающие влияние рассеянных нейтронов, оцениваются точно так же, как это делалось для полного числа активированных атомов. Например, при учете влияния однократно рассеянных нейтронов следует в формуле (9) λ_0 заменить на λ_1 [4].

$$\lambda_1 = \sqrt{\lambda_0^2 + \left[\frac{1}{\sum_i \nu_i \sigma_i(E_1)} \right]^2}, \quad (10)$$

где $E_1 = E_0 \exp(-\bar{\xi})$, то есть средняя энергия нейтронов после первого столкновения.

Настоящий метод расчета является тем более строгим, чем большая часть нейтронов источника выходит после первого столкновения за порог реакции (n, p) . Этим методом была рассчитана зависимость эффекта

Результаты расчетов параметров E_1 , $\frac{N_0}{N}$ и L для глиноземсодержащих сред, гидратированных в различной степени

SiO_2 , %	100	90	80	60	40	20	0
$\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 3\text{H}_2\text{O} + \text{SiO}_2$	E_1 , Мэв	6,06	5,70	5,40	4,94	4,60	4,13
	$\frac{N_0(\text{Si})}{N(\text{Si})}$, %	56,92	74,89	85,71	92,74	100,0	100,0
	L , см	26,27	19,10	15,43	11,40	9,02	7,70
$\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot \text{H}_2\text{O} + \text{SiO}_2$	E_1 , Мэв	6,06	5,89	5,75	5,49	5,26	5,07
	$\frac{N_0(\text{Si})}{N(\text{Si})}$, %	56,92	66,62	71,54	77,92	89,69	92,23
	L , см	26,27	22,41	19,75	16,19	13,86	12,21
$\text{Al}_2\text{O}_3 + \text{SiO}_2$	E_1 , Мэв	6,06	6,06	6,06	6,07	6,07	6,07
	$\frac{N_0(\text{Si})}{N(\text{Si})}$, %	56,92	56,78	56,52	56,11	55,61	55,24
	L , см	26,27	26,34	26,44	26,59	26,70	27,29

активации кремния от содержания кремнезема в условной среде, состоящей из $Al_2O_3 \cdot nH_2O$ и SiO_2 , причем n равно 0; 1; 3. Для облегчения расчета реальный полониево-бериллиевый источник был заменен монохроматическим с энергией, равной средней энергии той части спектра источника, которая превышает порог реакции $Si^{28}(n, p)Al^{28}$. Эта энергия оказалась равной 6,66 Мэв.

Результаты расчетов представлены на рис. 1—4 и в таблице, где даны значения средних энергий нейтронов после первого столкновения E_1 , доля атомов, активированных нерассеянными нейтронами $\frac{N_0}{N}$, и тормозные длины L для интересующих нас случаев. Из данных таблицы следует, что в водородсодержащих средах вклад нейтронов, испытавших хотя бы одно столкновение, в реакцию (n, p) незначителен. Поэтому описанный метод дает для этих сред более надежные результаты, чем для не содержащих водорода, где приходится учитывать не только первые, но и последующие столкновения.

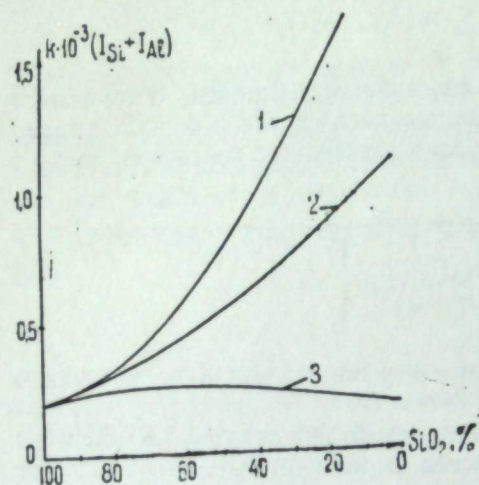


Рис. 1. Теоретически рассчитанная зависимость абсолютных значений интенсивности наведенного γ -поля в глиноземсодержащих средах различного состава от содержания кремнезема.

1 — среда, состоящая из $Al_2O_3 \cdot 3H_2O$ и SiO_2 ;
2 — среда, состоящая из $Al_2O_3 \cdot H_2O$ и SiO_2 ;
3 — среда, состоящая из Al_2O_3 и SiO_2 .

На рис. 1 и 2 приведена зависимость суммарной активации, то есть активации, обусловленной $Al^{27}(n, \gamma)Al^{28}$ и $Si^{28}(n, p)Al^{28}$ реакциями, от содержания кремнезема. Полное количество активированных атомов выражено числом распадов, происходящих в одну секунду, интенсивность γ -излучения — условными единицами. Все данные отнесены к источнику единичной мощности.

Количество активированных атомов, как это видно из рис. 2, растет с увеличением содержания Al_2O_3 . Это связано с тем, что решающее значение имеет активация алюминия, а не кремния. С увеличением водородсодержания, то есть с переходом от чистого глинозема к диаспору и гидраргиллиту, полное число активированных атомов в среде уменьшается в связи с заменой части Al_2O_3 водой. Для интенсивности γ -излучения картина будет прямо противоположной (рис. 1), а именно, с увеличением водородсодержания эффект увеличивается, поскольку в этом случае область образования тепловых нейтронов стягивается к источнику,

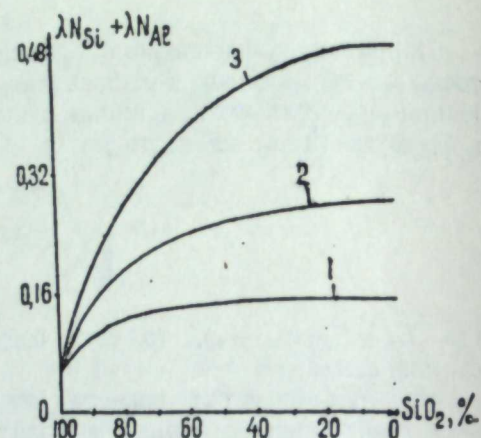


Рис. 2. Теоретически рассчитанная зависимость абсолютных значений числа активированных атомов в глиноземсодержащих средах различного состава от концентрации кремнезема.

1—3 — то же, что на рис. 1.

и поглощение γ -излучения уменьшается. Для среды, состоящей из Al_2O_3 и SiO_2 , с уменьшением содержания кремнезема наблюдается уменьшение интенсивности γ -излучения. По-видимому, в этом случае значительная часть активированных атомов алюминия образуется на больших расстояниях от источника, и γ -излучение в точке источника обусловлено, в основном, активацией кремния. В практически интересных случаях водородсодержащих сред суммарная интенсивность γ -излучения монотонно увеличивается с увеличением концентрации глинозема (рис. 1).

Из рис. 3 следует, что относительный эффект активации кремния по γ -излучению понижается с увеличением содержания водорода, что связано с уменьшением тормозной длины. Относительный эффект по числу активированных атомов, наоборот, повышается с увеличением водородсодержания. Это объясняется тем, что при постоянном количестве кремнезема замена части Al_2O_3 водой ведет к уменьшению числа активированных атомов алюминия и увеличению вклада активации кремния в суммарную. Относительный эффект по γ -излучению превосходит относительный эффект по числу активированных атомов, так как активация кремния происходит в меньшей области вокруг источника, чем активация алюминия, и γ -излучение, обусловленное активацией кремния, поглощается меньше.

В реальных средах, кроме чистого или гидратированного глинозема и кремнезема, имеются еще и другие элементы (железо, титан, сера и т. д.). Наибольший интерес представляет железо. Очевидно, что при наличии заполнителя типа Fe_2O_3 абсолютный эффект активации понижается вследствие уменьшения процентного содержания алюминия и кремния. Относительный эффект, то есть доля γ -излучения, обусловленного активацией кремния, в суммарном γ -излучении увеличивается (рис. 4). Объясняется это тем, что присутствие в среде железа, обладающего значительным поперечным сечением захвата медленных нейтронов, вызывает уменьшение доли тепловых нейтронов, идущих на активацию алюминия, а следовательно, уменьшение интенсивности γ -излучения радиоактивного изотопа Al^{28} , образующегося из стабильного алюминия.

Эксперимент. Для проверки выводов теории был поставлен эксперимент. Цилиндрический бак из кровельного железа диаметром 50 см и высотой 100 см наполняли бокситом. В центре бака помещали заполненный пресной водой цилиндр (скважина) диаметром 10 см. Таким образом, толщина цилиндрического слоя исследуемой породы была равна 20 см. Исходный боксит содержал 40,0% глинозема, 5,5% кремнезема, 28,5% окиси железа и 20,0% кристаллизационной (входящей в молекулу гидраргиллита) воды. В процессе эксперимента исходный боксит разубоживался путем замены части его песком, что позволило получить набор проб глиноземсодержащих пород с различным содержа-

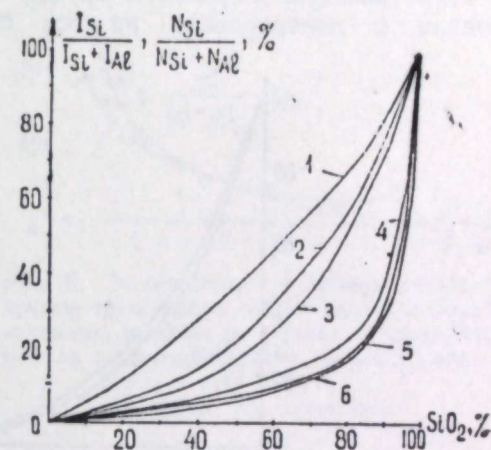


Рис. 3. Теоретически рассчитанные кривые зависимости относительного эффекта активации кремния быстрыми нейтронами в различных глиноземсодержащих средах от концентрации кремнезема.

1 — относительный эффект активации кремния по γ -лучам в среде, состоящей из Al_2O_3 и SiO_2 ; 2 — то же, в среде, состоящей из $Al_2O_3 \cdot H_2O$ и SiO_2 ; 3 — то же, в среде, состоящей из $Al_2O_3 \cdot 3H_2O$ и SiO_2 ; 4 — относительный эффект активации кремния по числу активированных атомов в среде, состоящей из $Al_2O_3 \cdot 3H_2O$ и SiO_2 ; 5 — то же, в среде, состоящей из $Al_2O_3 \cdot H_2O$ и SiO_2 ; 6 — то же, в среде, состоящей из Al_2O_3 и SiO_2 .

нием глинозема, кремнезема, окиси железа и воды, причем состав последней пробы оказался следующим: Al_2O_3 —21,5; SiO_2 —49,6; Fe_2O_3 —15,0; H_2O (кристаллизационная)—10,7%. Для облегчения условий проведения эксперимента и обработки его данных были взяты пробы сухого боксита, не содержащего поровую воду. Исследования проводились одновременно на двух моделях. В первую модель помещали пробу боксита определенного состава, во вторую—к пробе того же самого состава добавляли сернокислый кадмий в количестве, необходимом для полного поглощения всех тепловых нейтронов ядрами кадмия (1 кг сернокислого кадмия для пробы, содержащей 40,0% глинозема).

После засыпки пробы в модель измеряли интенсивность естественной γ -активности породы (фон). Счетчик Гейгера, типа МС-4, заключенный в герметическую дюралевую трубку диаметром 3 см, помещали в центре модели и центрировали на оси скважины. Скорость счета импульсов

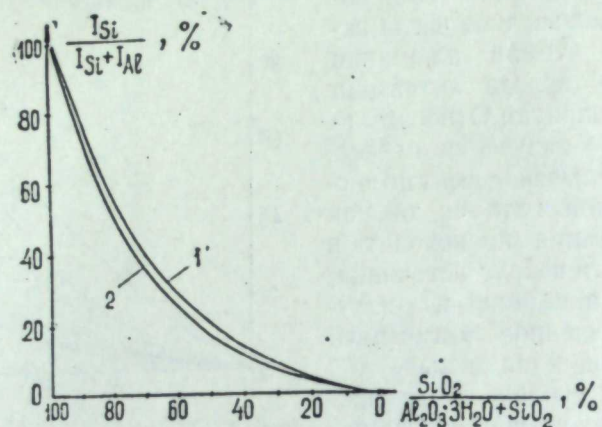


Рис. 4. Теоретически рассчитанная зависимость относительного эффекта активации кремния по γ -лучам от состава среды, содержащей и не содержащей нейтральный заполнитель в виде окиси железа.
1 — среда, состоящая из $Al_2O_3 \cdot 3H_2O$, SiO_2 и 10% Fe_2O_3 ;
2 — среда состоящая из $Al_2O_3 \cdot 3H_2O$ и SiO_2 .

измеряли на установке Б-2. После этого в центре скважины помещали полониево-бериллиевый источник нейтронов мощностью 10^7 нейтр/сек. Время активации 30 мин. По истечении этого времени источник убирал, на его место помещали счетчик Гейгера и через 0,5 мин брали первый замер интенсивности наведенного γ -поля; через 0,5 мин после его окончания—второй и т. д. в течение 30 мин. Время замера 1 мин. В модели, заполненной пробой боксита с кадмием, проводились аналогичные измерения, по окончании которых пробы отбирали на химический анализ¹. Пробу разубоживали песком, и весь цикл измерений повторялся. По результатам измерений, исправленных на величину интенсивности естественного γ -поля и приведенных к источнику единичной мощности, строились кривые спада интенсивности наведенного γ -поля во времени. Из них графическим методом выделялись экспоненты с периодом, близким к периоду полураспада радиоактивного Al^{28} , по которым определялись начальные интенсивности (интенсивность в момент снятия с облучения) [11]. Очевидно, что в пробе с кадмием эта интенсивность была обусловлена распадом Al^{28} , возникшего в результате (n, p) -реакции на ядрах кремния (I_{Si}), в пробе без кадмия— (n, γ) - и (n, p) -реакций на ядрах Al^{27} и Si^{28} ($I_{Al} + I_{Si}$).

¹ Анализы выполнялись химиком-аналитиком К. И. Первухиной.

Результаты эксперимента, представленные на рис. 5, показывают достаточно хорошую сходимость теоретической и экспериментальной кривых. Для пород с кремневым модулем более двух (практически интересный случай бокситовых пород) относительный вклад активации кремния в суммарную активацию бокситов оказывается менее 10%. В этом интервале графика экспериментальная кривая идет ниже теоретической. Это понятно, так как в теоретических расчетах не учтено влияние скважины, которая в условиях эксперимента повышает общее водородсодержание среды и тем самым уменьшает долю нейтронов, принимающих участие в (n, p) -реакции на ядрах кремния.

По мере уменьшения кремневого модуля среды относительный вклад активации на быстрых нейтронах в суммарную активацию бокситов возрастает. Наблюдается завышение экспериментальных данных по отношению к теоретическим. Это легко объясняется тем фактом, что по мере уменьшения содержания гидраргиллита уменьшается содержание кристаллизационной воды, и, следовательно, увеличивается тормозная длина нейтронов. Для нашей пробы боксита с кремневым модулем 0,5 (без учета скважины) она оказалась равной 26 см (при расчете тормозной длины средняя энергия нейтронов источника, в соответствии с работой [4], принималась равной 4,4 Мэв). Таким образом, при достаточно низком содержании водорода в экспериментальных пробах часть нейтронов не успевала замедлиться до тепловых скоростей в пределах исследуемой породы, и суммарная интенсивность наведенного γ -поля, измеренная экспериментально, оказалась меньше теоретически рассчитанной для бесконечной среды.

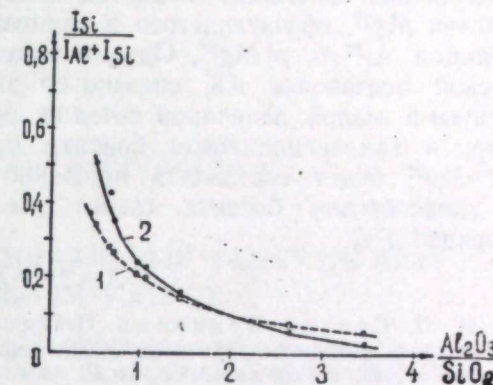


Рис. 5. Теоретическая и экспериментальная кривые зависимости относительного эффекта активации кремния по γ -лучам от кремневого модуля экспериментальных глиноземсодержащих сред.
1 — теория; 2 — эксперимент.

НЕКОТОРЫЕ ВЫВОДЫ

Изложенные выше результаты теоретических и экспериментальных исследований позволяют сделать некоторые выводы о влиянии активации кремния при АК бокситов.

Очевидно, что активация кремния оказывает наиболее сильное влияние в сухих и богатых кремнеземом породах. Буровой раствор, влияние которого в наших расчетах не учитывалось и лишь качественно отображено в результатах экспериментов, будет значительно ослаблять активацию быстрыми нейтронами при проведении АК в реальных условиях скважины, но даже в крайне редких в практике разведочного бурения на бокситы случаях сухих скважин эффект активации кремния не будет практически заметным (рис. 4, 5), и, следовательно, нельзя ожидать существенного искажения данных АК. Исключение, по-видимому, представляет случай разведки нефелиновых руд, когда скважины проходятся без промывки ствола буровой жидкостью. Кроме того, если вмещающими боксит породами являются чистые кварцевые пески, то в условиях «сухого» разреза¹ АК может дать неправильные сведения о границах и мощности бокситового

¹ Этот случай, по-видимому, не может быть реализован практически.

пласта. Это объясняется тем, что абсолютный эффект по γ -излучению слабо меняется или даже уменьшается при замене кремнезема глиноземом (см. рис. 1), и чистый песок будет давать примерно такую же активность, как и среда, содержащая глинозем.

Учесть влияние активации кремния возможно при проведении АК с двумя источниками, дающими нейтроны с энергиями меньше и больше пороговой (4,2 Мэв).

Другим принципиально возможным методом определения процентного содержания алюминия является измерение при АК γ -активности изотопа магния Mg^{27} , образующегося в глиноземсодержащих породах в результате реакции $Al^{27}(n, p)Mg^{27}$. Однако выделение активности Mg^{27} при практической постановке АК связано со значительными трудностями, обусловленными малой величиной сечения реакции его образования. Так, например, в гидраргиллитовом боксите с кремневым модулем 2, γ -излучение от Mg^{27} будет составлять примерно 4% от полного γ -излучения среды. В диаспоровом боксите такого же кремневого модуля эффект будет порядка 7%.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Н. Сенько-Булатный. Нейтронметрия скважин на месторождениях марганца и бокситов. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 3, 1959.
2. Ю. П. Булашевич, С. А. Шулятьев. Оптимальные условия непрерывного каротажа. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2, 1960.
3. Булашевич Ю. П., Сенько-Булатный И. Н.. Экспериментальная проверка условий оптимальности непрерывного активационного каротажа. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 4, 1961.
4. Н. А. Власов. Нейтроны. М., Гостехиздат, 1955.
5. Ю. П. Булашевич. К теории нейтронного каротажа. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 3, 1951.
6. А. Ахиезер, И. Померанчук. Некоторые вопросы теории ядра. М.—Л., Гостехтеориздат, 1950.
7. J. B. Marion, R. M. Brugger, R. A. Chapman. Cross Section for the $Si^{28}(n, p)Al^{28}$ reaction. «Phys. Rev.», v. 101, No. 1, 1956.

Л. Л. ДЕЕВ, И. Н. СЕНЬКО-БУЛАТНЫЙ

ОДНОКАНАЛЬНЫЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЙ γ -СПЕКТРОМЕТР НА ТРЕХЖИЛЬНОМ КАБЕЛЕ

Дано описание схемы сконструированного авторами одноканального дифференциального γ -спектрометра для скважинных измерений. Приведены результаты лабораторных испытаний его. Указана целесообразность применения данного прибора в практике производственных каротажных операций.

В различных методах радиоактивного каротажа, играющих в настоящее время большую роль в геолого-геофизических исследованиях разрезов скважин на месторождениях различных полезных ископаемых, в качестве скважинного приемника γ -излучения применяются детекторы интегрального типа. Это приводит к неполному использованию физических явлений, лежащих в их основе. Вследствие этого, даже при наличии благоприятных физико-геологических условий целый ряд геологически важных задач остается нерешенным, а методика радиоактивного каротажа на месторождениях некоторых полезных ископаемых в значительной мере усложняется. Так, например, в нейтронном γ -каротаже при измерении только интегральной интенсивности γ -излучения радиационного захвата и неупругого рассеяния нейтронов ядрами разделение нефтеносных пластов от водоносных (установление водо-нефтяного контакта) зависит от минерализации пластовых вод [1], а выделение угленосных пластов — от обводненности разреза [2]. Между тем, влияние этих факторов может быть существенно ослаблено при регистрации скважинным детектором той компоненты γ -излучения, которая обусловлена радиационным захватом тепловых нейтронов ядрами углерода.

При активационном каротаже, в случае регистрации суммарной интенсивности γ -поля, выделение одного радиоактивного изотопа в присутствии другого возможно лишь при изучении кривой спада наведенной активности $I=I(t)$. Для элементов с существенно различными периодами полураспада (например, Mn^{56} и Al^{28} [3]) это приводит к низкой производительности скважинных операций; в случае элементов с близкими периодами полураспада (например, Cu^{66} и Al^{28} [4]) такая методика разделения вообще малоэффективна. В непрерывном активационном каротаже бокситов в регистрируемую детектором интегральную интенсивность входит интенсивность естественного γ -поля, близкая по величине γ -излучению радиоактивного алюминия. Это приводит к большим ошибкам в определении истинной величины наведенного γ -поля, практически исключая возможность количественной интерпретации данных этого метода [5].

Эти и многие другие примеры подобного рода указывают на необходимость перехода к скважинной спектрометрии γ -излучения. В этом направлении давно уже ведутся исследования, однако до настоящего времени не создано спектрометров, удовлетворяющих требованиям их производственного использования при каротаже скважин.

В 1960 г. авторы сконструировали одноканальный дифференциальный γ -спектрометр, позволяющий проводить исследования спектра γ -излучения в широких интервалах энергий γ -квантов. Прибор рассчитан на работу с обычным трехжильным кабелем типа КТО-1. При измерениях в скважинах возможна либо регистрация полного γ -спектра при неподвижном положении снаряда в определенной точке разреза, либо непрерывная запись интенсивности любой спектральной линии, входящей в диапазон энергий γ -квантов, образующихся при захвате нейтронов ядрами. Ниже приводится краткое описание основных узлов спектрометра и результатов его лабораторных испытаний.

Скважинный прибор. Основной особенностью скважинной γ -спектроскопии, определяющей известные трудности создания γ -спектрометров этого типа, является значительное удаление анализатора информации от ее источника. Наличие в скважинных спектрометрах линии передачи (кабель) приводит к искажениям формы и величины импульсов, поступающих из скважинного прибора в наземную аппаратуру спектрометра. Для исключения этого явления конструировались схемы, в которых анализ импульсов по амплитудам осуществлялся в скважинном снаряде¹. Это значительно усложняет схему скважинных приборов и затрудняет их эксплуатацию. В другом варианте дифференциальных спектрометров распределение импульсов по амплитудам производится амплитудным анализатором импульсов, находящимся на поверхности. В этом типе спектрометров возможно создание простых и устойчивых в работе схем скважинных приборов. Однако для исключения искажений, возникающих в кабеле, здесь до последнего времени применялись каротажные кабели особой конструкции [6], что являлось серьезным препятствием их применения в практике производственных каротажных операций.

В сконструированном нами спектрометре распределение импульсов по энергетическим каналам производится амплитудным анализатором, входящим в комплект наземной аппаратуры спектрометра и связанным со скважинным детектором трехжильным каротажным кабелем стандартного образца. Влияние переменных распределенных параметров кабеля на работу спектрометра исключено путем согласования выходного сопротивления скважинного прибора с волновым сопротивлением кабеля.

Скважинный прибор спектрометра содержит сцинтилляционный детектор γ -излучения (ФЭУ-11Б с кристаллом NaJ(Tl)), широкополосный импульсный усилитель и стабилизированный выпрямитель-преобразователь напряжения для питания фотоумножителя (рис. 1).

Отличительной особенностью скважинного снаряда является широкополосный усилитель, выход которого согласован с волновым сопротивлением кабеля. Усилитель собран на четырех плоскостных германиевых триодах с емкостной коррекцией в цепи эмиттеров. Для получения высокого входного сопротивления первые две ступени выполнены на триодах П13А по схеме с общим коллектором с непосредственной связью. Во вторую ступень введена частотная коррекция C_6 . Третья предоконечная ступень согласует выходное сопротивление второй ступени с выходным сопротивлением усилителя мощности. Выполнена она также по схеме с общим кол-

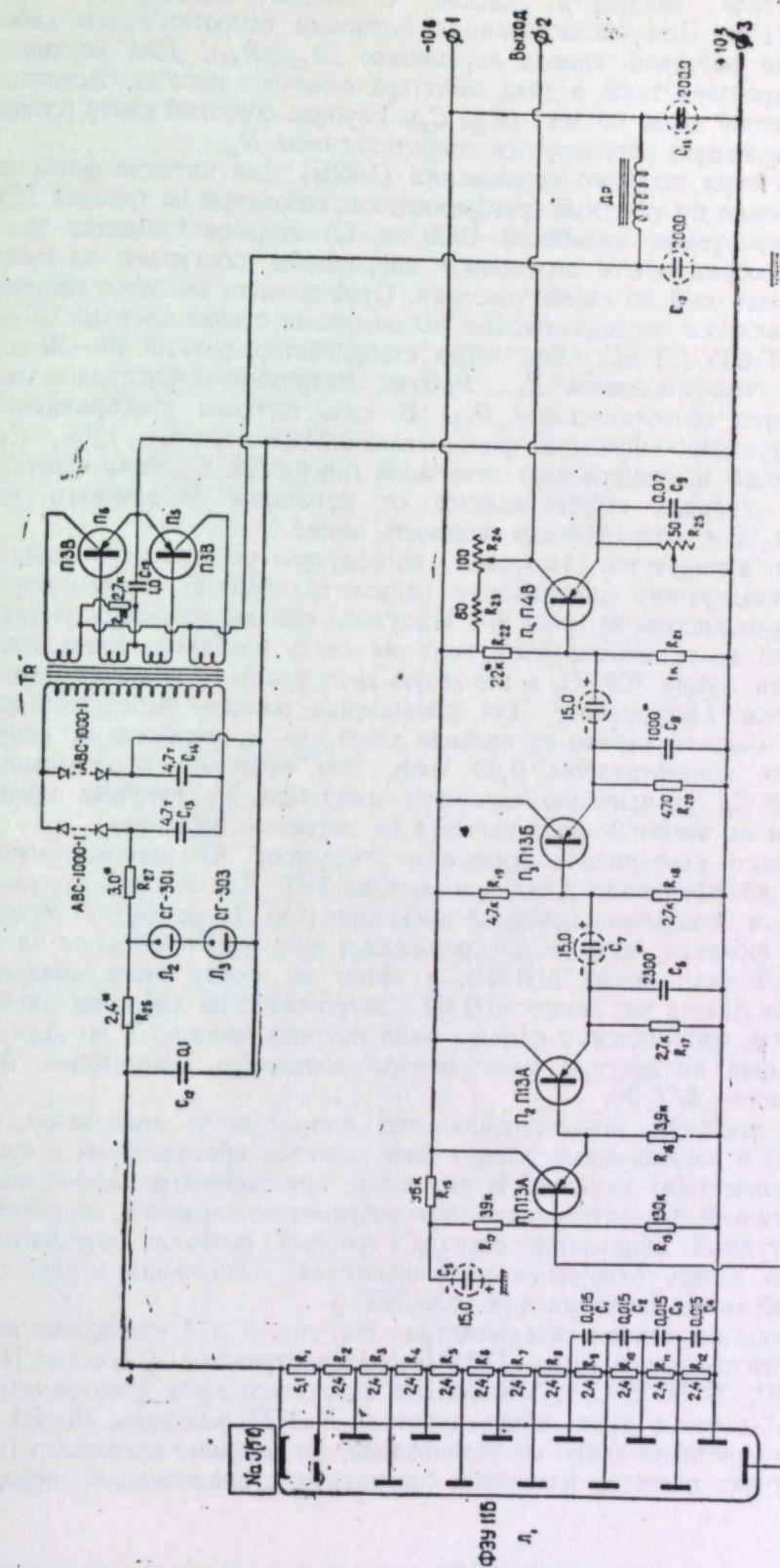


Рис. 1. Принципиальная схема скважинного прибора спектрометра.
* — подбирается при настройке.

¹В. И. Уткин, Ю. Б. Бурдин. Универсальный гамма-спектрометр для скважинных измерений. Рукопись. Свердловск, Фонды УФАИ СССР, 1960.

лектором на триоде П13Б с частотной коррекцией (C_8). Оконечная ступень — усилитель мощности (каскад с общим эмиттером) — собран на триоде П4В. Для согласования с волновым сопротивлением кабеля сопротивление нагрузки триода переменное ($R_{23} + R_{24}$). Для улучшения частотной характеристики в цепь эмиттера включена цепочка частотно-зависимой обратной связи по току (R_{25}, C_9). Глубина обратной связи (степень частотной коррекции) регулируется сопротивлением R_{25} .

Для получения высокого напряжения (1650 в) для питания фотоумножителя применен двухтактный преобразователь, собранный на триодах ПЗВ. Частота генерируемых колебаний 1000 гц. Со вторичной обмотки трансформатора-преобразователя переменное напряжение поступает на выпрямитель, выполненный по схеме удвоения. Стабилизация высокого напряжения осуществляется последовательно включенными стабилотронами СГ-301 (СГ-7С) и СГ-303 (СГ-9С). Ток через стабилизатор, равный 40—50 мка, подбирается сопротивлением R_{27} . Рабочее напряжение фотоумножителя устанавливается сопротивлением R_{26} . В цепь питания преобразователя включен индуктивно-емкостный развязывающий фильтр (C_{10} , Др., C_{11}), препятствующий проникновению колебаний генератора в кабель. Питание скважинного снаряда осуществляется от источника постоянного тока напряжением 12 в; потребляемая мощность менее 1 вт.

Наземная аппаратура. Наземная аппаратура спектрометра создана на основе стандартного каротажного радиометра АСГ-26, схема которого была несколько дополнена (рис. 2)¹. Импульсы положительной полярности по сигнальной жиле кабеля поступают на сетку катодного повторителя, собранного на лампе 6Ж5П, в катодную цепь которого включен ступенчатый делитель напряжения. Для уменьшения влияния переменной расчетной емкости кабеля сигнальная жила его шунтирована на общую жилу кабеля конденсатором 0,03 мкф. Это приводит к небольшому (не более 25%) уменьшению амплитуд импульсов, не нарушая пропорциональности их энергиям поступающих на детектор γ -квантов.

С каждого повторителя импульсы поступают на широкополосный усилитель с коэффициентов усиления порядка 100. Для анализа импульсов по амплитудам использован диодный дискриминатор Парка [7]. С выходов верхнего и нижнего порогов дискриминации импульсы поступают на два одновибратора (две лампы 6Н15П), а затем на схему антисовпадений, выполненную также на лампе 6Н15П. Энергетический диапазон дискриминатора 99 в, минимальная ширина окна (ширина канала) 1 в. Для питания наземной аппаратуры спектрометра полностью использован блок питания станции АСГ-26.

Следует отметить, что одноканальный амплитудный анализатор, использованный в данной схеме, может быть заменен анализатором с произвольным количеством каналов. В частности, при производственной постановке скважинной γ -спектроскопии целесообразно использовать двухканальный амплитудный анализатор спектра, который позволит осуществить непрерывную запись отношения интенсивностей γ -излучения в двух произвольно выбранных спектральных областях.

Результаты испытания спектрометра. На рис. 3 и 4 приведены аппаратные спектры γ -излучения Tl^{204} (характеристическое излучение Hg^{203} 83 кэв), Cs^{137} , Sb^{124} и Co^{60} , измеренные описанным выше спектрометром. В качестве γ -датчика использован кристалл $NaJ(Tl)$ размером 35×50 мм. Разрешение кристалла точно не установлено, но заведомо превышает 10%. Во всех случаях детектор излучения соединялся с анализатором информа-

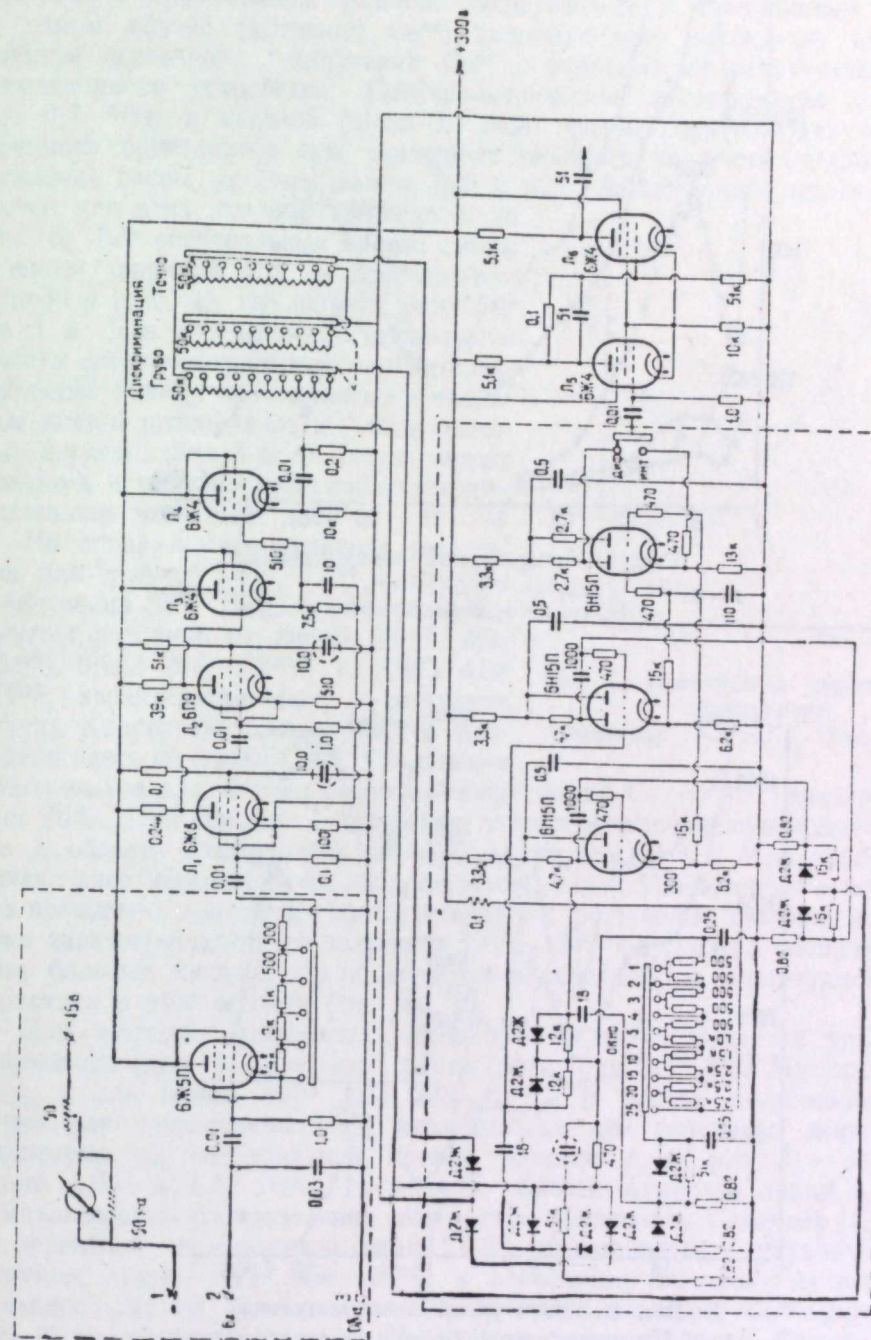


Рис. 2. Принципиальная схема наземной аппаратуры спектрометра.

¹ Дополнения, внесенные в схему АСГ-26, показаны на рис. 2 пунктирными контурами.

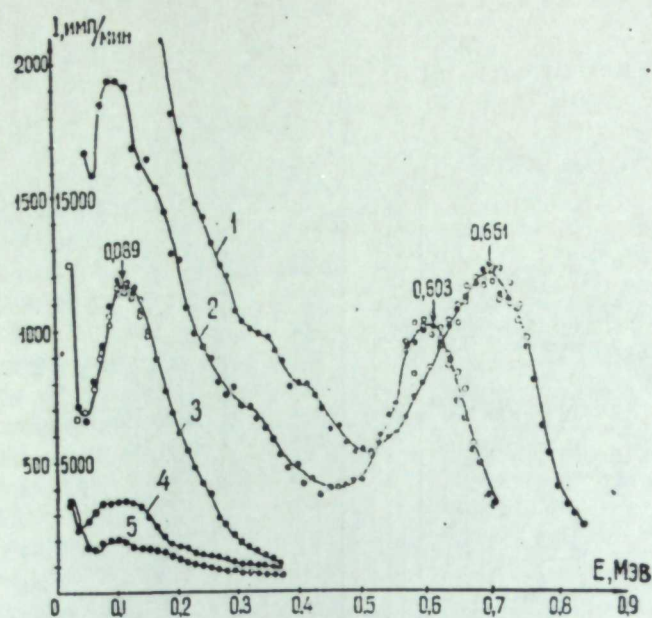


Рис. 3. Аппаратурный спектр импульсов.
1 — Cs^{137} ; 2 — Sb^{124} ; 3 — Tl^{204} ; 4 и 5 — соответственно то же, что 1 и 2, масштаб изменен в 10 раз.

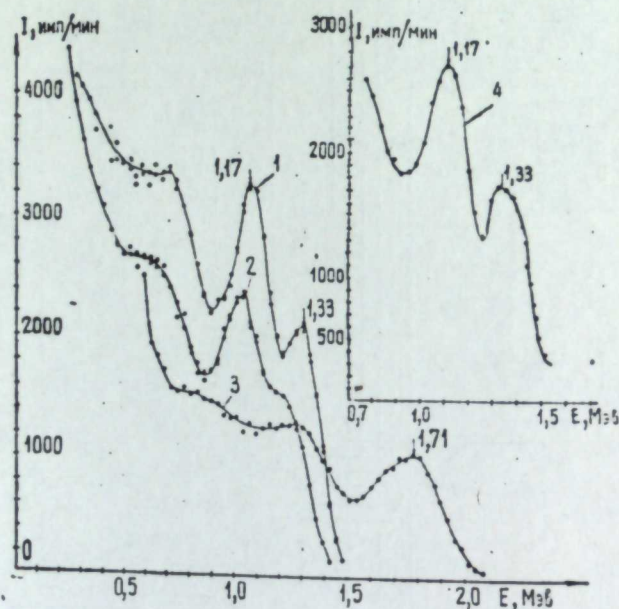


Рис. 4. Аппаратурный спектр импульсов.
1 — Co^{60} коллимированный; 2 — Co^{60} неколлимированный;
3 — Sb^{124} ; 4 — Co^{60} коллимированный, ширина окна 1 э.

ции (одноканальный амплитудный анализатор) трехжильным каротажным кабелем КТО-1 длиной 450 м.

Окружающей средой (эквивалентный объемный вес порядка 1,6) γ -излучение источника трансформировалось таким образом, что детектор находился в поле первичных и вторичных (рассеянных) γ -квантов. Этим было достигнуто приближение условий эксперимента к скважинным. Только в одном случае (источник Co^{60}) дополнительно проведены измерения спектра первичного γ -излучения Co^{60} с помощью соответствующего коллимационного устройства. Спектрометрические исследования в мягкой (до 0,7 МэВ) и жесткой (выше 0,7 МэВ) частях спектра γ -излучения источников проводились при различных режимах усиления (коэффициенты усиления равны, соответственно, 600 и 300. Амплитудная характеристика схемы для этих случаев приведена на рис. 5). Все спектральные кривые сняты с окном шириной 2 э, за исключением кривой 4 (рис. 4), где ширина окна была 1 э. Для определения стабильности работы спектрометра в максимумах спектральных кривых проводились контрольные замеры интенсивности γ -поля (светлые кружки, рис. 3 и 4). Пауза между прямыми и контрольными наблюдениями составляла несколько дней.

На аппаратурных спектрах импульсов для γ -лучей Cs^{137} , Tl^{204} и мягкого γ -излучения Sb^{124} (рис. 3) отчетливо выражены фотопики от линий 0,661 МэВ (Cs^{137}), 0,603 МэВ (Sb^{124}) и 0,083 МэВ (Tl^{204} , характеристическое γ -излучение ртути). Калибровка шкалы энергий проведена здесь по линии Cs^{137} . Разрешение спектрометра для близко расположенных линий Cs и Sb оказалось равным 26%. Для мягкого γ -излучения таллия разрешение существенно меньше. В области многократно рассеянных квантов (до 0,3 МэВ) наблюдается интенсивное комптоновское распределение, амплитуда которого в несколько раз превышает амплитуду соответствующих фотопиков. Положение фотопика характеристического излучения ртути (Tl^{204}) несколько смещено в сторону больших энергий, что объясняется нелинейностью амплитудной характеристики в этой области (см. рис. 5).

Для жесткого γ -излучения (более 1,0 МэВ) наблюдается увеличение разрешения (рис. 4). Так, разрешение для линии Co^{60} 1,33 МэВ составляет 15%, а для линии Sb^{124} 1,71 МэВ 16%. В случае коллимированного пучка для γ -излучения Co^{60} наблюдаются два отчетливо выраженных максимума на спектральной кривой (кривые 1, 4, рис. 4) — фотопики линий 1,33¹ и 1,17 МэВ. Наличие в области фотопика линии 1,17 МэВ комптоновского распределения однократно рассеянных γ -квантов (1,12 МэВ) от первичной спектральной линии 1,33 МэВ приводит к ухудшению разрешения линии 1,17 МэВ (26%) и некоторому смещению ее в сторону меньших энергий. Для неколлимированного излучения Co^{60} (кривая 2, рис. 4) наблюдается картина, аналогичная описанной выше. Однако в этом случае происходит некоторое нивелирование спектра в области фотопика спектральной линии 1,33 МэВ.

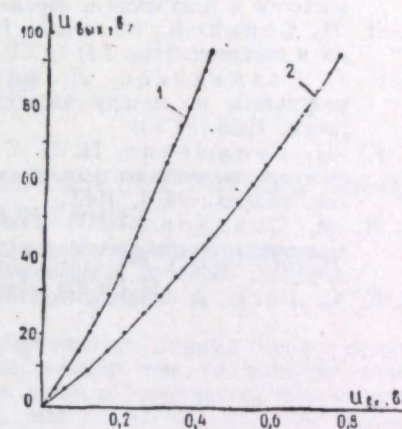


Рис. 5. Амплитудная характеристика спектрометра.
Коэффициент усиления: 1 — 600; 2 — 300.

¹ По положению этой линии проведена калибровка энергетической шкалы.

На основании изложенного выше представляется целесообразным применение данного спектрометра при производственной постановке γ -спектрометрических измерений в скважинах.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Одинок, С. А. Денисик, Ю. С. Шимелевич. Определение местоположения водо-нефтяного контакта по данным нейтронного гамма-метода со сцинтилляционным счетчиком (НГМ-ЛС) и нейтрон-нейтронного метода по тепловым нейтронам (ННМ-Т). Сб. «Ядерная геофизика». М., Гостоптехиздат, 1959.
2. Ю. П. Булашевич, Е. П. Диденко, И. Н. Сенько-Булатный, А. П. Фисенко. Радиоактивный каротаж на угольных месторождениях. «Разведка и разработка полезных ископаемых». М., Гостоптехиздат, 1958 (Труды Всесоюз. науч.-техн. конференции по применению радиоактивных и стабильных изотопов и излучений в народном хозяйстве и науке).
3. И. Н. Сенько-Булатный. Нейтронметрия скважин на месторождениях марганца и бокситов. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 1, 1957.
4. Г. С. Возжеников, Л. В. Музюкин, М. С. Ровинский. Некоторые результаты по методу наведенной активности. Информ. бюлл., № 5-6, Свердловск, 1958 (УГУ).
5. Ю. П. Булашевич, И. Н. Сенько-Булатный. Экспериментальная проверка условий оптимальности непрерывного активационного каротажа. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 4, 1961.
6. М. М. Соколов, А. П. Очкур, А. А. Федоров, Н. И. Карабанов. Спектральное распределение рассеянного гамма-излучения в некоторых горных породах. «Вопросы разведочной радиометрии». Информ. сб., № 1, Л., 1959.
7. E. C. Park. A simple differential height analyser. J. sci. instrum., v. 33, No. 7, 1956.

В. Д. СТАДУХИН

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ГОРНЫХ ПОРОД В ЕСТЕСТВЕННОМ ЗАЛЕГАНИИ ПО ИЗМЕРЕНИЮ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЦЕНТРЕ КВАДРАТНОЙ РАМКИ

Описывается метод определения магнитной восприимчивости горных пород в естественном залегании. Данный метод отличается от существующих тем, что позволяет определять магнитную восприимчивость не только при наличии естественной или искусственной обнаженности горных пород, но и пород, залегающих под покровом рыхлых отложений мощностью 10—20 м и не вскрытых шурфами.

Магнитные аномалии можно интерпретировать более достоверно и однозначно, если учитывать влияние магнитных пород, залегающих вблизи дневной поверхности. В полевых условиях магнитную восприимчивость пород при наличии обнажений можно определять с помощью приборов с выносными датчиками [1, 2]. Эти данные характеризуют небольшие объемы породы, поэтому магнитная восприимчивость, как и при измерении по образцам, имеет большие разбросы значений.

Методы определения магнитной восприимчивости пород в естественном залегании, предложенные А. Г. Калашниковым [3], а также В. Н. Пономаревым и В. Ф. Захарченко [4], позволяют получать наиболее вероятное среднее значение восприимчивости для значительно больших объемов. Оба метода применимы при наличии естественной [3] или искусственной, с помощью шурфов [4], обнаженности горных пород. Однако в природе нередко случаи перекрытия последних немагнитными рыхлыми отложениями. В данной статье предлагается метод определения восприимчивости пород, залегающих под покровом рыхлых отложений мощностью до 4—6 м и не вскрытых шурфами. Метод разработан в лаборатории магниторазведки Института геофизики Уральского филиала АН СССР в 1958—1959 гг.

Теория метода. Незаземленная квадратная рамка расположена на поверхности земли на расстоянии h от пород с проницаемостью μ , поверхность которых принята за плоскую бесконечную границу раздела. Постоянный ток силы i в контуре рамки создает магнитное поле. Вертикальная составляющая напряженности магнитного поля в центре рамки будет представлять сумму нормальной составляющей поля рамки и аномальной составляющей, вызванной присутствием магнитных пород

$$Z_a = Z_0 + \Delta Z_a. \quad (1)$$

Напряженность магнитного поля по оси Z от квадратной рамки с током в любой точке однородного пространства определяется формулой, выведенной на основании закона Био-Савара:

$$Z = ni \left\{ \frac{R+x}{(R+x)^2+z^2} \left[\frac{R-y}{\sqrt{(R+x)^2+(R-y)^2+z^2}} + \frac{R+y}{\sqrt{(R+x)^2+(R+y)^2+z^2}} \right] + \frac{R-y}{(R-y)^2+z^2} \left[\frac{R-x}{\sqrt{(R-x)^2+(R-y)^2+z^2}} + \frac{R+x}{\sqrt{(R+x)^2+(R-y)^2+z^2}} \right] + \frac{R-x}{(R-x)^2+z^2} \left[\frac{R-y}{\sqrt{(R-x)^2+(R-y)^2+z^2}} + \frac{R+y}{\sqrt{(R-x)^2+(R+y)^2+z^2}} \right] + \frac{R+y}{(R+y)^2+z^2} \left[\frac{R-x}{\sqrt{(R-x)^2+(R+y)^2+z^2}} + \frac{R+x}{\sqrt{(R+x)^2+(R+y)^2+z^2}} \right] \right\}, \quad (2)$$

где x, y, z — текущие координаты;
 $2R$ — длина стороны квадратной рамки;
 i — сила тока;
 n — количество витков рамки.

Начало координат взято в центре рамки.

Из формулы (2), используя метод зеркальных изображений [5] для плоской границы раздела, получим следующее выражение Z_a в центре рамки:

$$Z_a = Z_{(0,0,0)} + Z_{(0,0,2h)} = \frac{0,4 \cdot \sqrt{2} \cdot ni}{R} + \frac{\mu-1}{\mu+1} \frac{0,8 \cdot niR^2}{(R^2+4h^2) \sqrt{2R^2+4h^2}}. \quad (3)$$

Нормальное поле рамки предварительно компенсируется. Поэтому измеряемая величина имеет вид

$$\Delta Z_a = \frac{\mu-1}{\mu+1} \cdot \frac{0,8 \cdot niR^2}{(R^2+4h^2) \sqrt{2R^2+4h^2}}. \quad (4)$$

Максимальное значение ΔZ_a будет при $h=0$. Подставив в формулу (4) $\mu=1+4\pi\chi$ и решая относительно χ , получим

$$\chi = \frac{\Delta Z_a}{2\pi \left[\frac{0,8niR^2}{(R^2+4h^2) \sqrt{2R^2+4h^2}} - \Delta Z_a \right]}. \quad (5)$$

Для рамки, расположенной на границе раздела,

$$\chi = \frac{\Delta Z_a^{max} \cdot \frac{R}{ni}}{2\pi \left[0,4 \cdot \sqrt{2} - \Delta Z_a^{max} \cdot \frac{R}{n \cdot i} \right]}. \quad (6)$$

Зависимость $\chi = f\left(\Delta Z_a^{max} \cdot \frac{R}{n \cdot i}\right)$ приведена на рис. 1.

Для определения ΔZ_a^{max} при известных R, n, i и ΔZ_a можно воспользоваться отношением (рис. 2, кривая 1)

$$\frac{\Delta Z_a}{\Delta Z_a^{max}} = \frac{\sqrt{2}}{\left[1 + 4 \left(\frac{h}{R} \right)^2 \right] \sqrt{2 + 4 \left(\frac{h}{R} \right)^2}}. \quad (7)$$

Из зависимости $\frac{\Delta \Phi}{\Delta \Phi^{max}} = f\left(\frac{h}{R}\right)$ (рис. 2, кривая 4), полученной экспериментальными измерениями по методике А. Г. Калашникова [2] над моделью с магнетитом, следует, что магнитный поток через площадь рамки с удалением ее от границы раздела затухает значительно быстрее, чем вертикальная составляющая напряженности магнитного поля в центре рамки.

Из формулы (5) видно, что для определения магнитной восприимчивости необходимо знать глубину до поверхности магнитных пород. Применяя две намагничивающие рамки, по величине отношения $\frac{\Delta Z_{a1}}{\Delta Z_{a2}}$ (рис. 3) можно найти h , а затем по кривой 1 рис. 2 измеренное значение ΔZ_a привести к ΔZ_a^{max} и по рис. 1 определить магнитную восприимчивость.

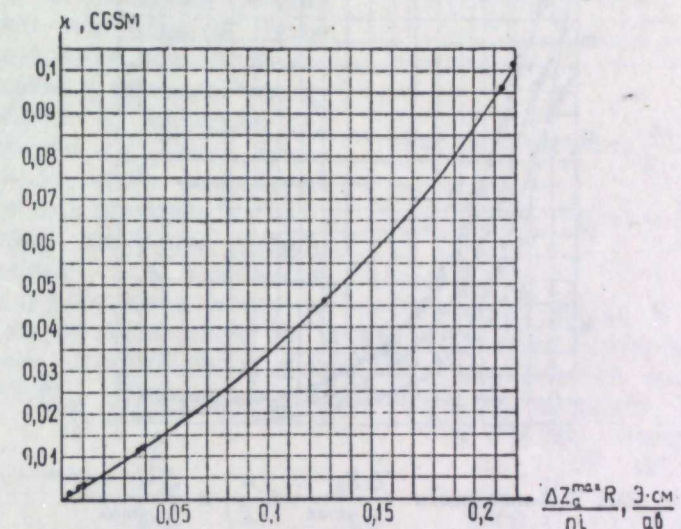


Рис. 1. Зависимость $\chi = f\left(\Delta Z_a^{max} \frac{R}{ni}\right)$.

Результаты моделирования. Моделирование производилось в лаборатории магниторазведки Института геофизики Уральского филиала АН СССР на магнитном полемере, сконструированном Н. А. Ивановым, Е. А. Суворовым, Н. Н. Зацепиным и Н. М. Ежовым. Измерения осуществлялись с двумя рамками $R_1=51$ и $R_2=69,5$ мм. Модели имели форму прямоугольных параллелепипедов различных размеров и заполнялись порошкообразным магнетитом с $\chi=0,1$ CGSM и смесями магнетита с песком, имеющими восприимчивость 0,045, 0,011, 0,003 и 0,0012 CGSM. Измерительный прибор полемера имел цену деления 15 γ/дел. Ниже приводятся основные выводы по результатам моделирования.

1. Минимальный объем породы, который при расположении рамки на ее поверхности создает такую же по интенсивности вертикальную составляющую напряженности магнитного поля, как бесконечное полупространство, равен $4R \times 4R \times 2R$. На рис. 2 точками вблизи кривой 1 показаны

результаты моделирования, полученные над моделями с размерами от $4R \times 4R \times 2R$ до $8R \times 8R \times 8R$. Среднеквадратичная погрешность отклонения измеренных значений от теоретического графика $\pm 1,1\%$.

2. Магнитная восприимчивость, определенная данным методом, хорошо увязывается с результатами измерений другими способами:

Астатический магнитометр $\times 10^6$ CGSM	Метод незаземленной рамки $\times 10^6$ CGSM	Метод А. Г. Калашникова $\times 10^6$ CGSM
1 200	1 250	—
2 600	2 800	—
11 000	11 800	11 200
45 000	46 000	—
100 000	98 000	97 000

Полученные значения магнитной восприимчивости (рис. 1) хорошо совпадают с теоретическим графиком.

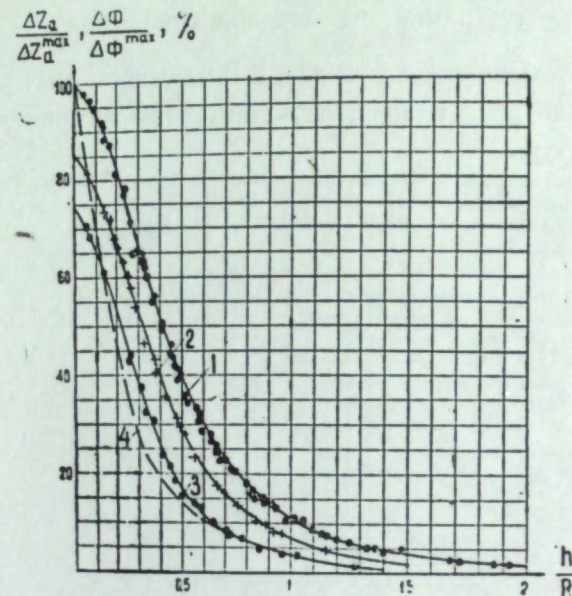


Рис. 2. Зависимости $\frac{\Delta Z_a}{\Delta Z_a^{\max}} = f\left(\frac{h}{R}\right)$ и $\frac{\Delta \Phi}{\Delta \Phi^{\max}} = f\left(\frac{h}{R}\right)$.

1 — изменение напряженности для полупространства;
2, 3 — изменение напряженности магнитного поля для магнитных пород: 2 — в плане $2R \times 2R$, 3 — в плане $R \times R$;
4 — изменение магнитного потока для полупространства.

3. Глубина до поверхности модели, определенная отношением $\frac{\Delta Z_a}{\Delta Z_a^{\max}}$ по рис. 3 для $\frac{R_2}{R_1} = 1,35$, расходитсся с истинным значением не более, чем на $\pm 5\%$ (до глубины $\frac{h}{R_1} = 1,2$).

4. Неровности на поверхности модели амплитудой $0,2-0,3R$, соизмеримые в плане с размерами рамки, или наклон поверхности модели к плоскости рамки на $10-15^\circ$ создают ошибки в определении глубины под датчиком не более $\pm 10\%$.

5. Получены предварительные экспериментальные данные по установ-

лению зависимости вертикальной составляющей напряженности магнитного поля в центре рамки от глубины до модели при уменьшении ее размеров в плане. Для размеров модели $2R \times 2R$ и $R \times R$ результаты моделирования с осредненными графиками приведены на рис. 2 (кривые 2 и 3). Эти зависимости могут быть использованы при полевых измерениях с рамками больших размеров.

Методика и результаты полевых исследований. Полевые измерения производили по схеме, представленной на рис. 4. Применяли рамки двух размеров: 10×10 и 20×20 м. Источником питания служили две батареи аккумуляторов ЗСТ-70. Приращение вертикальной составляющей в центре рамки измеряли шведским магнитометром АВЕМ с ценой деления $9,7 \gamma/\text{дел}$. Прибор устанавливали в центре и в плоскости рамки. Компенсацию нормального поля рамки производили над немагнитными породами с помощью колец, смонтированных в магнитометре. Для исключения случайных искажений, которые могут возникнуть при наличии под прибором магнитных включений, измерения выполняли не в одной, а в нескольких точках при перемещении рамки на $5-10$ м по профилю. В период полевых работ на двух аномалиях из десяти выполнены повторные измерения, которые дали относительную погрешность определения восприимчивости $\pm 1,3$ и $\pm 6,8\%$. Минимальное значение восприимчивости, которое было

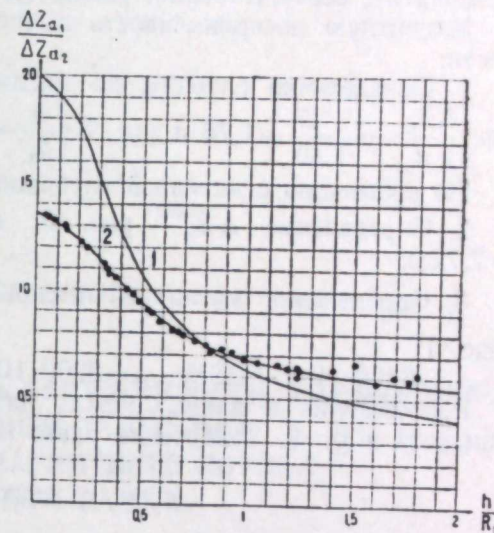


Рис. 3. Зависимость $\frac{h}{R_1} = f\left(\frac{\Delta Z_{a1}}{\Delta Z_{a2}}\right)$.
1 — для $\frac{R_2}{R_1} = 2$; 2 — для $\frac{R_2}{R_1} = 1,35$.

уверенно определено (при $\Delta Z_a = 105 \gamma$, $ni = 75$ ампервитков, $R = 5$ м и $h = 0$), равно $2000 \cdot 10^{-6}$ CGSM.

Порядок определения χ рассмотрим на одном из примеров.

Аномалия 37. Расположена в Покровск-Уральском железорудном районе Свердловской области, в 15 км к северу от г. Покровск-Уральского. Интенсивность вертикальной составляющей 2000γ , размеры по изодинаме $Z_a = 1000 \gamma$ 180×80 м. Шурф, пройденный в эпицентре аномалии, на глубине 1 м встре-

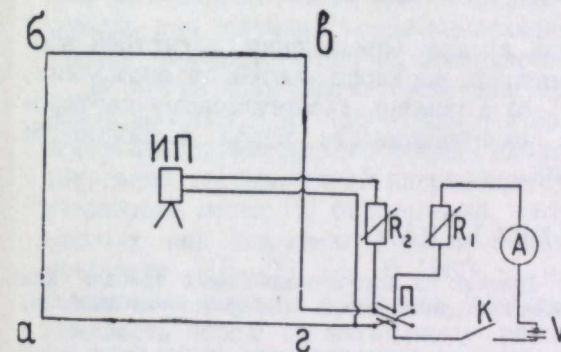


Рис. 4. Схема измерения.
абаз — намагничивающая рамка; ИП — измерительный прибор с компенсационными кольцами; А — амперметр; R_1 — реостат на $5-10$ ом; R_2 — реостат на 10000 ом; V — источник напряжения; K — включатель тока; П — переключатель направления тока.

тил магнитные туфопорфиры. Восприимчивость их, определенная на астатическом магнитометре по 6 образцам, имеет разбросы значений от 200 до $11000 \cdot 10^{-6}$ CGSM; средняя величина $7400 \cdot 10^{-6}$ CGSM. Отношение $\frac{I_r}{I_i}$

по образцам равно 0,01. Восприимчивость, определенная по методу В. Н. Пономарева и В. Ф. Захарченко [4], составляет $8000 \cdot 10^{-6}$ CGSM. В 3 м от шурфа измерялась восприимчивость незаземленной рамкой двух размеров: 10×10 и 20×20 м. Измеренные значения ΔZ_a после приведения к одному ампервитку, соответственно, равны 4,5 и 2,56 γ.

Магнитную восприимчивость вычисляли в следующей последовательности:

1. Определение глубины до магнитных пород; используется отношение $\frac{\Delta Z_{a_1}}{\Delta Z_{a_2}} = \frac{4,5}{2,56} = 1,76$ и рис. 3 ($\frac{h}{R_1} = 0,22$; $h = 1,1$ м).

По сравнению с истинной глубиной расхождение 10%.

2. Определение ΔZ_a^{max} рис. 2, кривая 1 ($\Delta Z_{a_1}^{max} = 5,62\gamma$ $\Delta Z_{a_2}^{max} = 2,72\gamma$).

3. Определение магнитной восприимчивости по величине $\Delta Z_a^{max} \frac{R}{ni}$

(рис. 1)

$\chi_1 = 8400 \cdot 10^{-6}$ CGSM; $\chi_2 = 8200 \cdot 10^{-6}$ CGSM; $\chi_3 = 8300 \cdot 10^{-6}$ CGSM.

Расхождение в данных между нашим методом и методом В. Н. Пономарева и В. Ф. Захарченко равно 3,5%.

ВЫВОДЫ

1. Предлагаемый метод, в отличие от известных, позволяет определять магнитную восприимчивость пород в естественном залегании как на обнаженных участках, так и скрытых под наносами мощностью до 10—20 м.

2. По сравнению с измерениями по отдельным образцам определение магнитной восприимчивости породы данным методом имеет более точное осредненное значение.

3. Метод дает возможность определять глубину до поверхности магнитных пород, если она удовлетворяет условию $h \leq 1,2 \div 1,3R$.

4. Для повышения точности полевых измерений и регистрации восприимчивости слабомagnetных пород ($\chi < 1000 \cdot 10^{-6}$ CGSM) необходимо увеличивать интенсивность возбуждающего поля и применять более чувствительные магнитометры.

5. Метод может использоваться: а) для определения магнитной восприимчивости поверхностных магнитных неоднородностей на аномалиях, вызванных глубинными объектами; б) в помощь геологическому картированию при изучении магнитной восприимчивости пород и мощности немагнитных наносов вдоль профиля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Я. Грунс, Е. А. Суворов. Прибор на полупроводниковых триодах для определения магнитной восприимчивости горных пород. «Измерительная техника», № 8, 1959.
2. А. Г. Калашников. Определение магнитной восприимчивости горных пород в полевых условиях. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 5, 1954.
3. А. Г. Калашников. Метод определения магнитной восприимчивости горных пород в естественных условиях. ДАН СССР, нов. сер., т. 60, 1948.
4. В. Н. Пономарев, В. Ф. Захарченко. Использование измерений магнитного поля в шурфах для определения намагниченности горных пород в условиях их естественного залегания. «Разведка и охрана недр», № 9, 1958.
5. В. Смайт. Электростатика и электродинамика. М., Изд-во иностр. лит., 1954.

В. Д. СТАДУХИН

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ГОРНЫХ ПОРОД В ЕСТЕСТВЕННОМ ЗАЛЕГАНИИ ПО ИЗМЕРЕНИЮ МАГНИТНОГО ПОТОКА КВАДРАТНОЙ РАМКИ

Изложен способ определения магнитной восприимчивости пород в естественном залегании по магнитному потоку, измеренному через приемную рамку в искусственно созданном магнитном поле. По значениям магнитного потока, измеренным с двумя рамками, можно определить глубину до поверхности магнитных пород и их магнитную восприимчивость.

Первый метод определения магнитной восприимчивости пород в естественном залегании с использованием искусственного намагничивания разработан в 1948 г. А. Г. Калашниковым [1]. Суть его заключается в намагничении породы круглой незаземленной рамкой с постоянным током и измерении через приемную рамку магнитного потока, величина которого пропорциональна магнитной восприимчивости породы. Метод разработан только для случая, когда намагничивающая и приемная рамки располагаются непосредственно на поверхности магнитных пород.

В лаборатории магниторазведки Института геофизики Уральского филиала АН СССР в 1958—1959 гг. на принципе искусственного намагничивания квадратной незаземленной рамкой и измерения в центре рамки вертикальной составляющей напряженности вторичного магнитного поля ΔZ_a разработан метод [2] определения магнитной восприимчивости пород, залегающих под покровом рыхлых немагнитных отложений незначительной мощности (10—20 м). В 1960 г. в лаборатории произведены расчеты, с помощью которых оказалось возможным определять магнитную восприимчивость пород по магнитному потоку ($\Delta\Phi$), измеренному по методике А. Г. Калашникова через приемную квадратную рамку, для случая, когда породы перекрыты покровом рыхлых немагнитных отложений.

Расчет магнитного потока. Квадратная рамка $ab\gamma\delta$ со стороной $2R$ (рис. 1) и постоянным током i располагается параллельно плоской границе полубесконечной среды с относительной магнитной проницаемостью μ и находится от нее на расстоянии h . Магнитная индукция вне среды, согласно методу изображения [3, 4], вызывается двумя контурами: первоначальным контуром $ab\gamma\delta$ (L_1) с током i и контур-изображением $a'b'\gamma'\delta'$ (L_2) с током $i' = \frac{\mu-1}{\mu+1} i$. Применяемая методика измерений позволяет ком-

пенсировать поле первоначального контура L_1 . В связи с этим, расчет

магнитного потока через контур рамки L_1 выполнен только от контур-изображения L_2 .

Пусть H_2 и A_2 есть значения напряженности и векторного потенциала поля тока i' , протекающего по контуру L_2 . Запишем магнитный поток $\Delta\Phi$ поля тока i' через контур L_1 :

$$\Delta\Phi = \int_{s_1} H_2 ds_1 = \oint_{L_1} A_2 dl_1, \quad (1)$$

где s_1 — поверхность, опирающаяся на контур L_1 ;

dl_1 — элемент длины этого контура.

Вектор-потенциал линейного тока i' имеет выражение:

$$A_2 = i' \oint_{L_2} \frac{dl_2}{r}, \quad (2)$$

где dl_2 — элемент длины контура L_2 ;
 r — расстояние от элемента dl_2 до точки измерения.

Подставляя в уравнение (1) значение вектор-потенциала, получим:

$$\Delta\Phi = i' \oint_{L_1} \oint_{L_2} \frac{dl_1 dl_2}{r}. \quad (3)$$

Уравнение (3) после интегрирования по контурам L_1 и L_2 и ряда преобразований [5] примет вид:

$$\Delta\Phi = 1,6i \cdot N \cdot R \cdot \frac{\mu - 1}{\mu + 1} f(a), \quad (4)$$

где $a = \frac{h}{R}$;

i — сила тока в амперах;

N — произведение количества витков первичной и вторичной обмоток рамки;

μ — магнитная проницаемость, связанная с магнитной восприимчивостью породы соотношением $\mu = 1 + 4\pi\chi$;

$2R$ — длина стороны квадратной рамки в сантиметрах;

$f(a)$ — безразмерная функция, имеющая выражение

$$f(a) = a - 2\sqrt{1+a^2} + \sqrt{2+a^2} + \ln \frac{1+\sqrt{1+a^2}}{a} - \ln \frac{1+\sqrt{2+a^2}}{\sqrt{1+a^2}}.$$

Формула (4) справедлива для случая, когда $h \gg r_0$ (r_0 — радиус сечения витков контура L_1). Так как r_0 обычно меньше 1 см, то практически формулой можно пользоваться при $h = 25 \div 30$ см. В данной формуле неизвестными являются μ и h . Измерения, выполненные со вторым размером рамки, дадут аналогичное уравнение.

По величине отношения уравнений можно определить глубину до магнитных пород (рис. 2):

$$a_1 = \frac{h}{R_1} = f\left(\frac{\Delta\Phi_1}{\Delta\Phi_2}\right) = f\left[\frac{R_1 f(a_1)}{R_2 f(a_2)}\right]. \quad (5)$$

После этого с помощью рис. 3 (кривая 1) находим значение функции $f(a)$ и из формулы (4) вычисляем коэффициент отражения $K = \frac{\mu - 1}{\mu + 1}$. По величине последнего с помощью рис. 4 определяем магнитную восприимчивость.

Одновременные измерения $\Delta\Phi$ и ΔZ_a с одной рамкой. Совместное измерение магнитного потока $\Delta\Phi$ и вертикальной составляющей напряженности вторичного магнитного поля ΔZ_a с одной рамкой дадут два уравнения с двумя неизвестными μ и h . Одно уравнение (4) приведено выше, другое выпишем из работы [2]:

$$\Delta Z_a = \frac{0,8ni}{R} \frac{\mu - 1}{\mu + 1} \varphi(a), \quad (6)$$

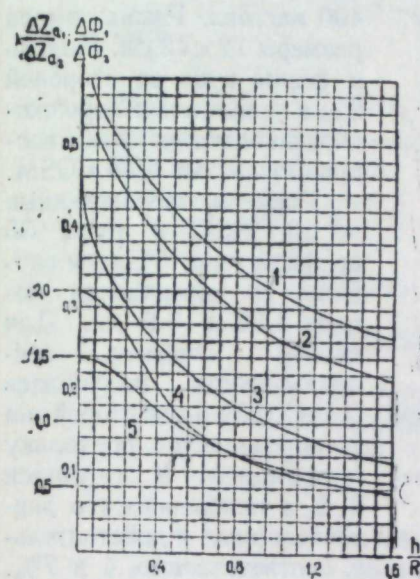


Рис. 2. Зависимость $\frac{h}{R_1} = f\left(\frac{\Delta\Phi_1}{\Delta\Phi_2}\right)$ и $\frac{h}{R_1} = f\left(\frac{\Delta Z_{a1}}{\Delta Z_{a2}}\right)$.

1, 2, 3 — отношение потоков: 1 — для $R_2 = 1,5 R_1$, 2 — $R_2 = 1,6 R_1$, 3 — $R_2 = 2R_1$;
4, 5 — отношения напряженностей: 4 — для $R_2 = 2R_1$, 5 — $R_2 = 1,5 R_1$.

где n — количество витков рамки;

$\varphi(a)$ — безразмерная функция (рис. 3, кривая 2), имеющая вид

$$\varphi(a) = \frac{1}{(1+4a^2)\sqrt{2+4a^2}}.$$

Остальные обозначения те же, что в формуле (4). Из равенства (4) и (6) находим функцию $\psi(a)$, зависящую от глубины до магнитных пород:

$$\psi(a) = \frac{f(a)}{\varphi(a)} = \frac{\Delta\Phi}{2R^2 \cdot \Delta Z_a}. \quad (7)$$

Из рис. 3 (кривая 3) видно, что функция $\psi(a)$ не однозначна. При вычислении будем иметь два значения глубины h , соответственно, два значения магнитной восприимчивости.

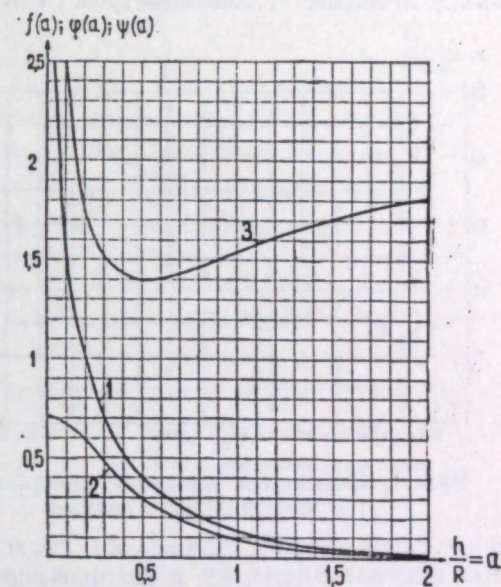


Рис. 3. Функции затухания поля с удалением рамки от поверхности магнитных пород.

1 — $f\left(\frac{h}{R}\right)$; 2 — $\varphi\left(\frac{h}{R}\right)$; 3 — $\psi\left(\frac{h}{R}\right)$.

Применяя две рамки и измеряя одновременно $\Delta\Phi$ и ΔZ_a , что технически легко осуществимо, можно получить путем расчетов шесть значений глубины и шесть значений магнитной восприимчивости, а средние из четырех оставшихся будут близкими к действительным. При увеличении размеров рамки магнитный поток через ее контур будет увеличиваться, а вертикальная составляющая в центре рамки уменьшаться. Это видно непосредственно из формул (4) и (6), где $\Delta\Phi$ прямо, а ΔZ_a обратно пропорциональны размерам рамки.

Методика и результаты моделирования и полевых исследований. Моделирование производилось в лаборатории магниторазведки Института геофизики. Величина ΔZ_a измерялась магнитным полемером, сконструированным Н. А. Ивановым, Е. А. Суворовым и другими, а магнитный поток — баллистическим гальванометром ГЗС-47 с баллистической постоянной

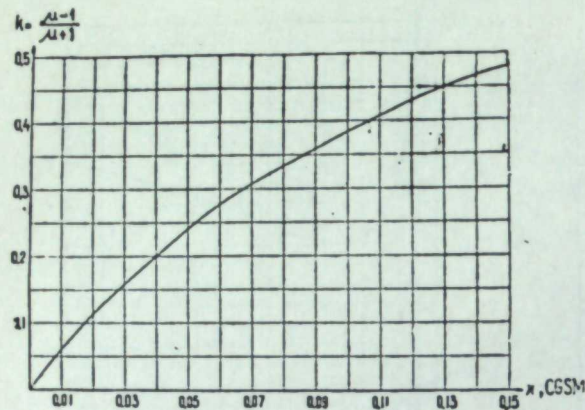


Рис. 4. Зависимость магнитной восприимчивости от коэффициента отражения.

400 мкс/дел. Рамка имела размеры 12×12 см. Модель в форме куба со стороной 25 см заполнялась порошкообразным магнетитом с восприимчивостью 0,15 CGSM.

Расчеты, произведенные по $\Delta\Phi$ и ΔZ_a в точке 35 профиля (рис. 5), дали глубины до поверхности модели 1,56 и 6,6 см. Для первой глубины восприимчивость получилась 0,14 CGSM, а для второй она не определяется, поскольку коэффициент K получился 4,2, а наибольшее его значение равно единице (для $\mu = \infty$). Расхождение в вычисленных и действительных величинах глубины и восприимчивости равно, соответственно, 4 и 7%.

Пример показывает, что над породами с большой восприимчивостью можно получать в отдельных случаях однозначные данные при измерениях с одной рамкой.

Полевые исследования. Они проведены на железорудной аномалии, расположенной в 15 км к северу от г. Покровск-Уральского.

Схема (рис. 6) и методика измерения вертикальной составляющей описаны в предыдущей статье [2]. В отличие от метода А. Г. Калашникова, где намагничивающая и компенсирующая рамки имеют одинаковые и небольшие размеры (диаметром 60—90 см), в данном методе размеры намагничивающих рамок 10×10 м и более, а вместо компенсирующей рамки используется компенсационная катушка KK , количество витков на которой подбирается таким образом, что магнитные потоки в нормальном магнитном поле, создаваемые намагничивающей рамкой и компенсационной катушкой, были равны по величине и противоположны по направлению. В этом случае измерительный прибор Γ не дает отклонений. В качестве измерительного прибора использовался баллистический гальванометр ГЗС-47 с периодом собственных колебаний 4,8 сек, критическим сопротивлением 5500 ом и баллистической постоянной 400 мкс/дел. Гальванометр устанавливали на треногу, снабдив отсчетным микроскопом типа МИР-1М. Питание рамки производилось от четырех батарей аккумуляторов ЗСТ-70.

Величины $\Delta\Phi$ и ΔZ_a измерены в эпицентре рудной аномалии с рамками размером 10×10 и 16×16 м. Аномалия имеет интенсивность вертикальной

составляющей 21500γ и размеры 50×25 м по изодинаме $Z_a = 4000\gamma$. Скважиной, пройденной в 4 м от эпицентра на глубине 1,6 м, подсечена магнетитовая руда мощностью 12 м по вертикали. Среднее значение магнитной восприимчивости (определена на астатическом магнитометре по 20 образцам керна) $95\,000 \cdot 10^{-6}$ CGSM. Разброс значений $(75\,000 \div 130\,000) \times 10^{-6}$ CGSM. Величины $\Delta\Phi$ и ΔZ_a , приведенные к 1 ампервитку для рамок 10×10 м и 16×16 м, соответственно, равны 210 и 500 мкс, 23,6 и 20,7γ.

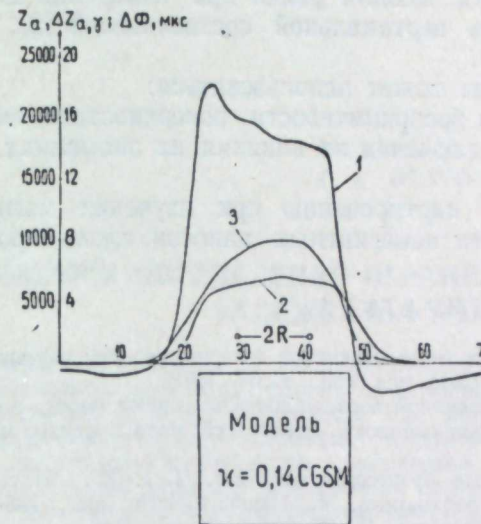


Рис. 5. Результаты моделирования.
1 — Z_a ; 2 — ΔZ_a ; 3 — $\Delta\Phi$.

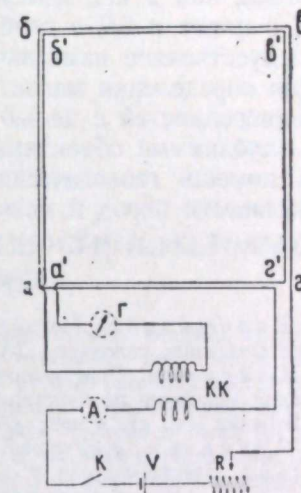


Рис. 6. Схема измерения.
 $abcd$ — намагничивающая рамка; $a'b'c'd'$ — приемная рамка; Γ — гальванометр; KK — компенсационная катушка; A — амперметр; R — реостат регулировки тока; V — источник тока; K — ключ замыкания.

По формулам (4) и (6) и рис. 2, 3 и 4 получены следующие значения глубины и восприимчивости:

а) по магнитному потоку $\Delta\Phi$:

$$h = 1,5 \text{ м}, \quad \chi = 0,098 \text{ CGSM};$$

б) по вертикальной составляющей ΔZ_a :

$$h = 1,9 \text{ м}, \quad \chi = 0,098 \text{ CGSM};$$

в) по $\Delta\Phi$ и ΔZ_a :

$$\text{для рамки } 10 \times 10 \text{ м } h = 1,46 \text{ м}, \quad \chi = 0,091 \text{ CGSM};$$

$$\text{для рамки } 16 \times 16 \text{ м } h = 1,44 \text{ м}, \quad \chi = 0,09 \text{ CGSM}.$$

Среднее значение глубины равно 1,58 м, ошибка от глубины по скважине составляет 1,5%, а по магнитной восприимчивости 1—5%. Разброс значений магнитной восприимчивости при определении ее методом искусственного намагничивания значительно меньше, чем по образцам, и не превышает обычно 5,5 %.

Выводы

1. По величине магнитного потока, измеренного через приемные рамки двух размеров в искусственно созданном магнитном поле, можно определить глубину до поверхности магнитной породы и ее магнитную восприимчивость.

2. Совместные измерения магнитного потока и вертикальной составляющей значительно повышают точность определения глубины и магнитной восприимчивости.

3. Магнитная восприимчивость породы, определенная путем искусственного намагничивания по сравнению с измерениями по отдельным образцам имеет более точное осредненное значение.

4. При увеличении размеров рамки магнитный поток через ее контур увеличивается, а вертикальная составляющая в центре рамки уменьшается.

5. Наиболее эффективная зона захвата рамки при измерении магнитного потока, как и при измерении вертикальной составляющей [2], равна $4R \times 4R$ в плане и $2R$ в глубину.

6. Искусственное намагничивание может использоваться:

а) для определения магнитной восприимчивости поверхностных магнитных неоднородностей с целью исключения их влияния на аномалиях, вызванных глубинными объектами,

б) в помощь геологическому картированию при изучении магнитной восприимчивости пород и мощности немагнитных наносов вдоль профиля.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Калашников. Метод определения магнитной восприимчивости горных пород в естественных условиях. ДАН СССР, нов. сер., т. 60, 1948.
2. В. Д. Стадухин. Определение магнитной восприимчивости горных пород в естественном залегании по измерению напряженности магнитного поля в центре квадратной рамки (см. ст. в наст. сб.).
3. В. К. Аркадьев. Электромагнитные процессы в металлах. Ч. 1. М., ОНТИ, 1935.
4. В. Смайт. Электростатика и электродинамика. М., Изд-во иностр. лит., 1954.
5. И. Е. Тамм. Основы теории электричества. М., Гостехтеориздат, 1954.

Г. Г. ОРЛОВ

К ВОПРОСУ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОГРАНИЧЕННОСТИ ПЛАСТОВЫХ ЗАЛЕЖЕЙ НА ГЛУБИНУ

Разбирается возможность определения степени ограниченности залежей на глубину путем использования аномальных кривых производных потенциала, полученных на различном расстоянии от объекта возмущения. Как частный случай, рассматривается определение степени ограниченности на глубину пластовых залежей (призм бесконечного простираения) при отвесном и однородном намагничивании, по двум кривым Z (или ΔT), расположенным в одной плоскости и измеренным по вертикали на разном расстоянии от рудного тела. Для решения задачи необходимо знать глубину залегания верхней поверхности пластовой залежи h и разность уровней a , для которых снимались кривые Z (или ΔT).

Постановка задачи. При разведке рудных месторождений встречаются такие случаи, когда глубина залегания h верхней поверхности крутопадающей пластовой залежи (призмы) большого простираения определена по результатам бурения или шурфовки, а положение нижней границы остается неизвестным. Между тем, это необходимо для дальнейшего проведения буровых работ, а также для подсчета запасов. В практике интерпретации геофизических аномалий вопрос о нахождении нижнего края рудной залежи на глубине обычно решается по кривой Z , снятой на одном уровне. В настоящее время определение размеров рудных тел на глубину, как правило, проводится лишь качественно; только в ограниченных случаях удается провести строгие количественные расчеты [1, 2, 3, 4, 7].

В связи с практическим применением магнитных съемок на разных высотах, в статье предлагается общедоступный и быстрый способ оценки положения нижнего края рудных тел, имеющих форму крутопадающих пластов конечной мощности. Размеры тел по простираению должны быть в 5—10 раз больше, чем их горизонтальная мощность.

В описанном способе используются данные, полученные по двум кривым Z , которые расположены в одной отвесной плоскости и измерены на различном расстоянии от рудного тела.

Принцип расчета номограммы. Для вертикального отвесно намагниченного пласта в виде прямоугольной бесконечно длинной призмы с верхней гранью, параллельной земной поверхности, вертикальная составляющая магнитного поля

$$Z_1 = 2I \left[\operatorname{arctg} \frac{2bh}{h^2 + x^2 - b^2} - \operatorname{arctg} \frac{2b(h+l)}{(h+l)^2 + x^2 - b^2} \right],$$

где I — интенсивность намагничивания;
 $2b$ — горизонтальная мощность пласта;

h — глубина залегания верхней кромки пласта, отсчитываемая от ближайшего к дневной поверхности уровня измерений;
 x — абсциссы точек кривой Z ;
 l — размеры пласта по вертикали вниз.

Вертикальную составляющую магнитного поля Z_2 на второй высоте получим из приведенной формулы, подставляя в нее вместо h значение $(h+a)$, где a — разность уровней измерений.

В эпицентре аномалии ($x=0$) имеем максимальное значение Z -составляющей.

Кривые Z , снятые на разных уровнях, будут пересекаться [6], и при решении уравнения $Z_1 = Z_2$ получим точки пересечения, абсциссы которых удовлетворяют уравнению

$$3x_{т.п}^4 + Bx_{т.п}^2 - C = 0.$$

Здесь коэффициенты B и C зависят от глубины залегания, размеров пласта и разностей уровней съемки. Подставим $x_{т.п}^2$ в формулу для вертикальной составляющей магнитного поля

$$Z_{т.п} = 2I \arctg \frac{2bl[(l+h)h - (x_{т.п}^2 - b^2)]}{[h^2 + (x_{т.п}^2 - b^2)] \cdot [(l+h)^2 + (x_{т.п}^2 - b^2)] + 4b^2(l+h)h}.$$

Вычислив отношение $\frac{Z_1^{max}}{Z_{т.п}}$ при различных значениях a , b и l , получим

зависимость между величинами $v = \frac{b}{h}$; $\frac{Z_1^{max}}{Z_{т.п}}$ и $\frac{l}{h}$ (рис. 1, 2). Для определения нижнего края тела с помощью номограмм рис. 2 требуется знать величины a , h и b . Первая из них задается схемой наблюдения. Глубина h , как уже сказано, считается известной. Что касается величины b , то она может быть определена из наблюдений, практически независимо от h , с помощью номограммы рис. 1 (как показано ниже).

Применение номограммы. Нижний край пластообразной залежи определяется в два этапа.

1. С помощью номограммы рис. 1 по величине абсцисс точки полумаксима $x_{0,5Z}^{max}$ или по значению абсциссы $x_{0,5Z}$ половины амплитудного значения вертикальной составляющей магнитного поля оценивается горизонтальная мощность пласта в единицах глубины $v = \frac{b}{h}$. Значения $\frac{x_{0,5Z}^{max}}{h}$ и $\frac{x_{0,5Z}}{h}$ берутся с практической кривой.

2. С помощью номограммы рис. 2 определяется размер $\left(\frac{l}{h}\right)$ залежи в глубину (отношения $\frac{l}{h}$, соответствующие различным величинам $v = \frac{b}{h}$, рассчитаны для пяти уровней измерений $\frac{a}{h}$). По кривым Z , снятым в поле на двух уровнях, берется отношение максимального значения вертикальной составляющей Z_1^{max} по первому профилю к значению вертикальной составляющей в точке пересечения кривых $Z_{т.п}$. Величина отношения $\frac{Z_1^{max}}{Z_{т.п}}$ наносится на ось ординат, выбранную по значению $\frac{a}{h}$ номограммы, и откладывается вправо параллельно оси абсцисс до пересечения с той кривой, которая соответствует ранее найденному значению $v = \frac{b}{h}$. Из точ-

ки пересечения линии $\frac{Z_1^{max}}{Z_{т.п}}$ с кривой $v = \frac{b}{h}$ опускается перпендикуляр вниз до пересечения с осью абсцисс, где и отсчитывается значение $\frac{l}{h}$.

Из полученного отношения при известной глубине h определяется l — размер пласта по вертикали вниз. Определение ограниченности залежей

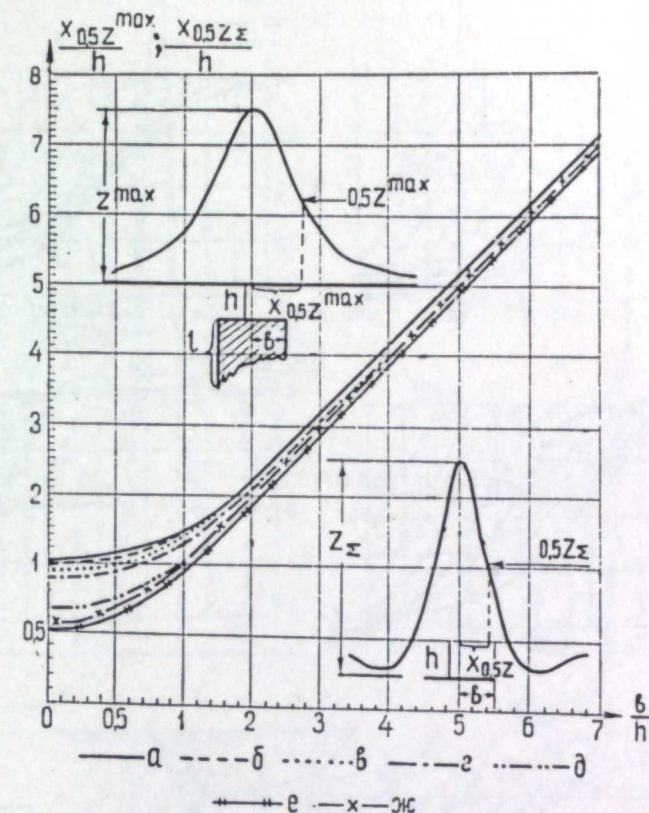


Рис. 1. Номограмма определения горизонтальной полумощности пласта в единицах глубины $v = \frac{b}{h}$ по величине абсциссы точки полумаксима $x_{0,5Z}^{max}$ или по значению абсциссы $x_{0,5Z}$ половины амплитудного значения Z -составляющей.

a — кривая зависимости горизонтальной полумощности вертикального пласта $\left(\frac{l}{h} = \infty\right)$ от абсцисс точек полумаксима Z ; b — d — то же, для пластов, имеющих различные размеры $\frac{l}{h}$: b — 30, a — 10, c — 5, d — 1; e — кривая зависимости горизонтальной полумощности пласта от абсцисс полумаксима Z для горизонтальной пластины $\left(\frac{l}{h} = 0\right)$; $ж$ — кривая зависимости горизонтальной полумощности горизонтальной пластины от абсцисс точек половины амплитудного значения Z_2 .

на глубину по точкам пересечения с помощью номограммы рис. 1, 2 иллюстрируется примерами полевого материала, полученного на месторождениях Среднего Урала (рис. 3—5).

На рис. 3 показаны кривые Z , полученные с прибором МП-1 по профилю, проложенному вкост простирания пород. Размер рудных

тел по простиранию в 5—10 раз больше их горизонтальной мощности. Пункты наблюдения расположены через 5 м. Если кривые Z , имеющие крутые ветви, около точек пересечения сливаются, то определить точки пересечения непосредственно по чертежу трудно. В таком случае следует взять ряд замеров вблизи точек пересечения и построить их около кривой Z отдельно, в более крупном масштабе, как показано на рис. 3, слева.

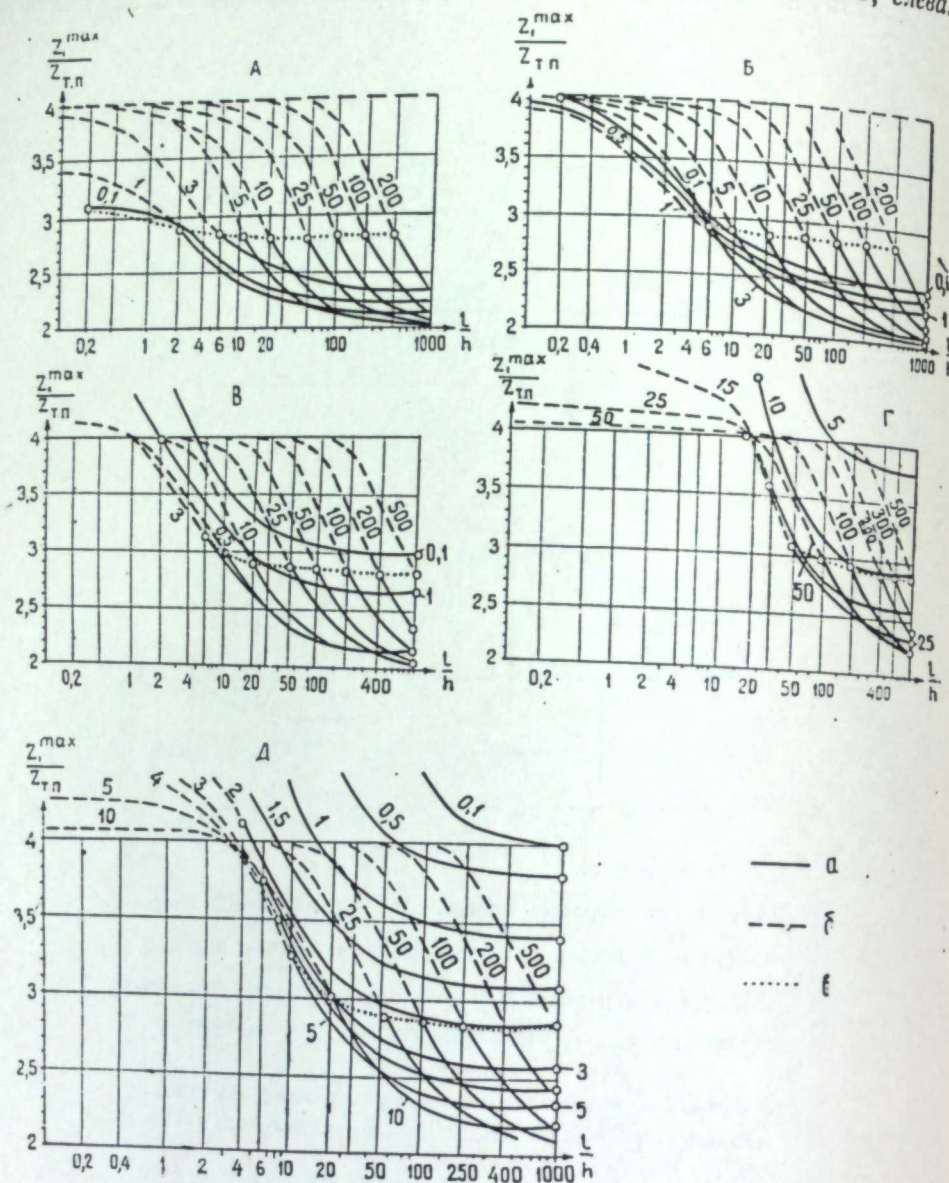


Рис. 2. Номограмма для определения размеров в глубину пластов конечной мощности

по отношению $\frac{Z_{\max}}{Z_{T.n}}$.

$$A - \frac{a}{h} = \frac{1}{5}; B - \frac{a}{h} = \frac{1}{2}; B - \frac{a}{h} = 1; G - \frac{a}{h} = 10; D - \frac{a}{h} = 2;$$

a — отвеснопадающий пласт; b — горизонтально залегающий пласт; c — пласты с горизонтальной мощностью, равной вертикальной; цифрами на кривых даны значения v .

Если кривые Z асимметричны, то по известному приему [4, 5] строится кривая, отвечающая среднему арифметическому из значений поля

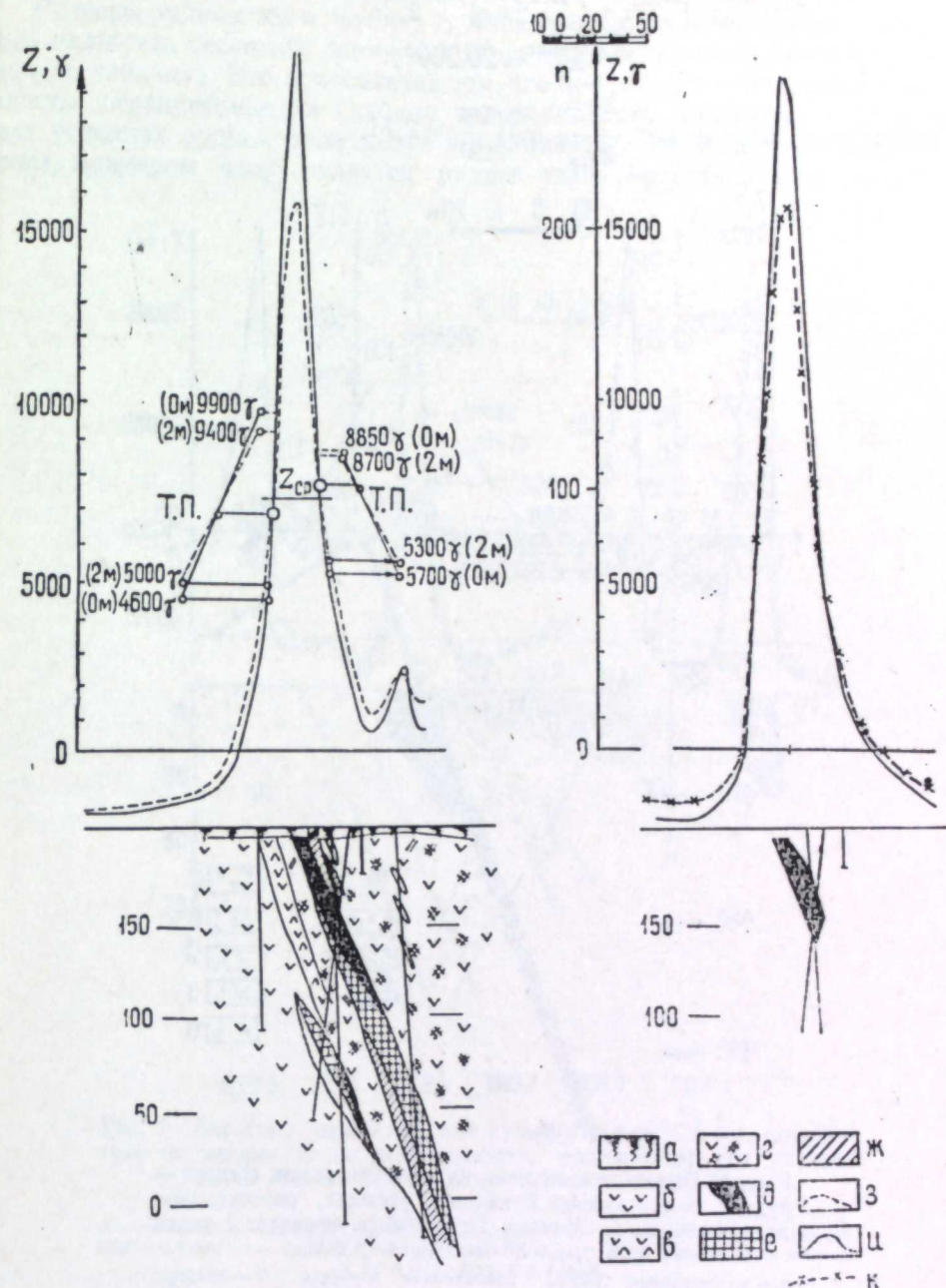


Рис. 3. Высотные измерения над рудным телом. Справа — рудное тело и кривые Z на двух уровнях, рассчитанные по палетке Д. С. Микова. При подборе принято: 1 точка 75 γ , $\lambda = 150\,000 \cdot 10^{-6}$ CGSM.

a — поверхностные отложения; b — порфирит; c — порфирит ороговикованный; z — порфирит сканированный; d — магнетит; e — рудный скани; $ж$ — бедный рудный скани; $з$ — кривая Z на высоте 2 м; $и$ — кривая Z на поверхности земли; $к$ — кривая, подобранная по палетке Д. С. Микова; n — количество точек.

при положительной и отрицательной абсциссах $x_{т.п.}$. В рассматриваемом примере среднее значение

$$Z_{т.п.} = \frac{1}{2} [Z_{+x_{т.п.}} + Z_{-x_{т.п.}}] = \frac{1}{2} (7900 + 7000) = 7450 \gamma;$$

$$Z_1^{max} = 20\,200 \gamma,$$

следовательно, отношение $\frac{Z_1^{max}}{Z_{т.п.}} = \frac{20\,200}{7450} = 2,71.$

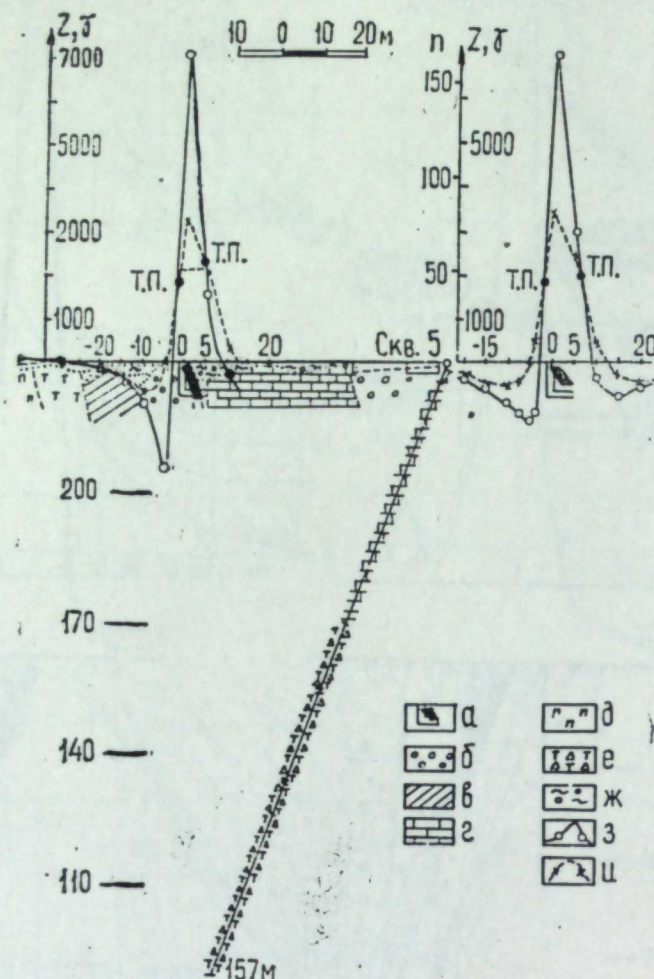


Рис. 4. Высотные измерения над рудным телом. Справа — рудное тело и кривые Z на двух уровнях, рассчитанные по палетке Д. С. Микова. При подборе принято: 1 точка 41,5 γ , $\chi = 83\,000 \cdot 10^{-6}$ CGSM.

а — магнетитовая руда, подсеченная шурфом; б — скARN; в — роговики; г — известняки; д — снелит-порфиры; е — туфы порфиров и ороговикованные туфы; ж — покровные отложения; з — кривая Z на поверхности земли; и — кривая Z на высоте 1,3 м; н — количество точек.

По геологическим данным, $h=4$ м. При $a=2$ м имеем $x_{0,5Z}=14$ м. Для $\frac{x_{0,5Z}}{h} = 3,5$ по номограмме (рис. 1) находим $\nu = \frac{b}{h} = 3,3 \div 3,6.$

Для значений $\frac{Z_1^{max}}{Z_{т.п.}} = 2,71$; $\frac{b}{h} = 3,3 \div 3,6$; $\frac{a}{h} = \frac{1}{2}$, по номограмме (рис. 2)

получим величину отношения $\frac{l}{h} = 12 \div 14$, что при $h=4$ м дает глубину нижнего края залежи $l=48 \div 56$ м.

Размеры рудных тел в глубину l , вычисленные по номограмме и полученные подбором, несколько занижены по сравнению с геологическими данными (см. таблицу). Это объясняется тем, что при расчете номограммы приняты пласты, ограниченные на глубину при неизменной мощности, а в природных условиях рудные тела могут выклиниваться по мере увеличения глубины, примером чему является рудное тело, представленное на рис. 3.

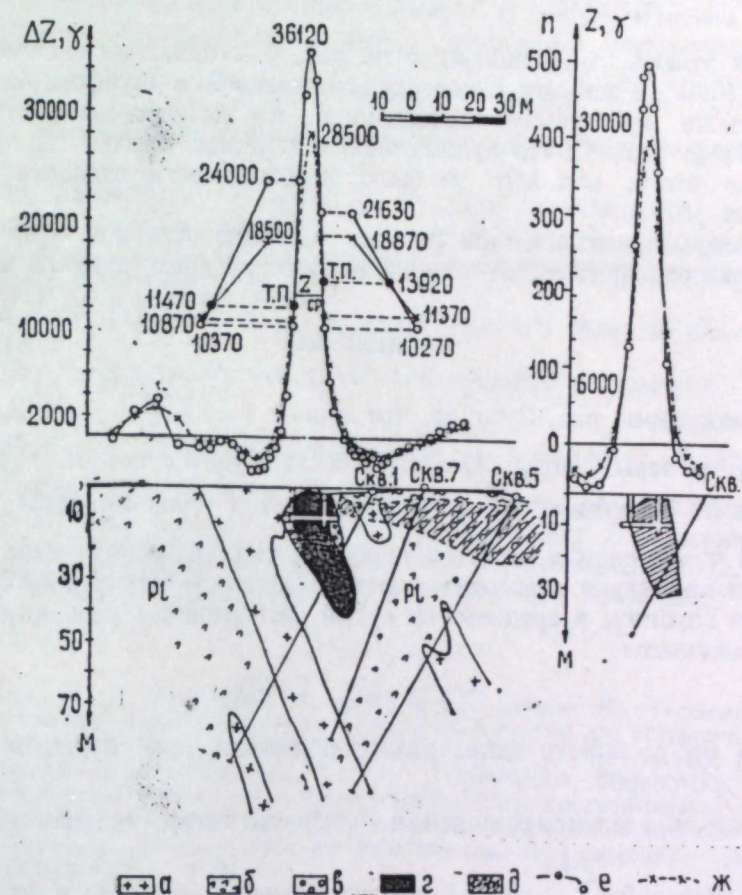


Рис. 5. Высотные измерения над рудным телом. Справа — рудное тело и кривые Z на двух уровнях, рассчитанные по палетке Д. С. Микова. При подборе принято: 1 точка 73 γ , $\chi = 146\,000 \cdot 10^{-6}$ CGSM.

а — снелиты; б — плагиоклазиты; в — скARN; г — магнетит; д — выветрелый плагиоклазит; е — кривая Z на поверхности земли; ж — кривая Z на высоте 2 м; н — количество точек.

Из имеющихся геологических данных видно (рис. 3), что залежь магнетита вскрыта шурфом и подсечена из пяти пробуренных скважин только двумя. При предварительной оценке, по номограмме глубины нижнего края рудного тела можно было рациональнее провести разведку рудного тела. Возможно, что вместо пяти пробуренных скважин следовало пройти один шурф для вскрытия рудного тела с поверхности и задать две скважины для подсеечения залежи и еще одну для подтверждения ее выклинивания на глубину. Экономия средств на проведение буровых работ составила бы 40%.

Данные интерпретации по номограммам

При- мер	$\frac{Z_1^{max}}{Z_{т.п}}$	h	$x_{0.5Z^{max}}$	a	$\frac{a}{h}$	$v = \frac{b}{h}$	$\frac{l}{h}$	$l, м$		
								по номо- грамме	подбор	по геоло- гическим данным
Рис. 3	2,7	4	14	2	$\frac{1}{2}$	3—4	12—14	48—56	55	50—130
Рис. 4	3,4	1	2,5—3	1,3	$\frac{1}{2}$	2—2,5	6	6	4	8—10
Рис. 5	2,7	1,3	6,0	2	$\frac{1}{2}$	4,5—4,7	24—25	31—32,5	32	33—55

Рудная залежь, представленная на рис. 4, создает интенсивную аномалию Z в 7000Г и вскрыта с поверхности канавой и шурфом. Оценка размеров залежи в глубину, проведенная по номограммам, показывает (см. в таблице рис. 4), что рудное тело с глубиной быстро выклинивается. Вследствие этого, под него не было необходимости задавать скважину на глубину 157 м.

В примере, представленном на рис. 5, видно, что скв. 5 не следовало бурить без предварительной оценки распространения рудного тела в глубину.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из номограммы рис. 2 видно, что кривые $v = f\left(\frac{Z_1^{max}}{Z_{т.п}}; \frac{l}{h} \text{ и } \frac{a}{h}\right)$ изменяются по закону $\arctg$. Ограниченность рудных тел на глубину, вычисляемая по отношению $\frac{l}{h}$, определяется с максимальной точностью в средней части кривых v , на их перегибе. Небольшая крутизна семейства кривых соответствует пластовым залежам (призмам-блокам), которые имеют размеры в глубину, в среднем, от одной четвертой до удвоенной горизонтальной мощности

$$l = \frac{1}{4} (2b) \div 2(2b).$$

Очевидно, что у залежи таких размеров нижний край будет определяться наиболее достоверно.

Точность определения отношения $\frac{l}{h}$ зависит также от точности измерения исходных значений: $\frac{Z_1^{max}}{Z_{т.п}}$; h ; b . Если отношение $\frac{Z_1^{max}}{Z_{т.п}}$ задано с погрешностью 3—5%, то значение $\frac{l}{h}$, определяемое в средней части семейства кривых v , получится с точностью 10—20%. Ошибка значения $v = \frac{b}{h}$ в 10% дает погрешность в определении $\frac{l}{h}$ также порядка 10%. Нижний край залежей лучше всего определять по отношению $\frac{l}{h}$ в том случае, если они имеют значительную горизонтальную мощность. Для получения качественных результатов следует рационально выбрать разность уровней измерения кривых Z (ΔT): разность уровней по величине должна быть не меньше четверти горизонтальной мощности залежи (или массива) магнитных пород

$$\frac{a}{h} \geq \frac{1}{4} \left(\frac{2b}{h} \right).$$

Из рассмотрения номограмм следует, что для пласта при малых базах подъема $\left(\frac{a}{h} \leq \frac{1}{5}\right)$ отношение $\frac{Z_1^{max}}{Z_{т.п}}$ имеет строго ограниченные пределы от 2 до 4. Для вертикальных пластов, бесконечных в глубину, отношение $\frac{Z_1^{max}}{Z_{т.п}} = 2$; для тонких горизонтальных слоев это отношение равно 4.

Для горизонтально залегающих пластов и залежей в виде бесконечных горизонтальных цилиндров оно не имеет значений меньше, чем 2,8. При измерениях Z над гнездообразными залежами и поверхностными неоднородными рудными включениями величина отношения получается больше 4.

Следовательно, уже по одной величине отношения $\frac{Z_1^{max}}{Z_{т.п}}$ возможно качественно оценить распространение залежи на глубину и форму ее сечения.

Помимо изложенного, измерения на двух уровнях дают дополнительные сведения в виде контроля кривых Z , а также позволяют оценить искажающее влияние на вид кривой поверхностных неоднородностей, обуславливающих высокие на ней.

Метод определения нижней границы рудного тела по величине отношения $\frac{Z_1^{max}}{Z_{т.п}}$ характеризуется простотой операций по расчету.

Следует иметь в виду, что отношение $\frac{Z_1^{max}}{Z_{т.п}}$ зависит от уровня нормального поля, и номограммы рис. 2 могут быть рекомендованы только в том случае, если имеются достоверные измерения Z с выходом в нормальное поле. Это является недостатком предлагаемого метода, как, впрочем, и многих других, применяемых в разведочной геофизике.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Логачев. Наставление по аэромагнитной съемке. М., Госгеоллиздат, 1951.
2. А. А. Логачев. Опыт применения аэромагнитной съемки для определения глубины магнитных масс. Мат-лы ЦНИГРИ. Сб. 8. Л.—М., Госгоргеоллиздат, 1940.
3. А. А. Логачев. Магниторазведка. М.—Л., Госгеоллиздат, 1951.
4. Ю. П. Тафеев. Палетки для определения элементов залегания вертикального пласта по магнитной аномалии. Труды ВИРГ, вып. 2, М., Госгеоллиздат, 1950.
5. К. П. Соколов. Геологическое истолкование магниторазведочных данных. М., Гостехиздат, 1956.
6. Г. Г. Орлов. Номограмма для определения глубины залегания рудных залежей по точкам пересечения кривых производных потенциала, снятых на разных высотах. Труды Горно-геол. ин-та УФАИ СССР, вып. 30, Свердловск, 1957.
7. I. I. Jakosky. Exploration Geophysics. Los Angeles, 1949.

Г. Г. ОРЛОВ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ ТЕЛ ШАРООБРАЗНОЙ ФОРМЫ ПО АНОМАЛЬНЫМ ЗНАЧЕНИЯМ Z (ИЛИ H)-СОСТАВЛЯЮЩИХ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Рассматривается способ определения направления намагниченности тел шарообразной формы по отношению площадей, ограничиваемых кривыми Z (или H)-составляющих магнитного поля и осью абсцисс, не связанной с линией нулевого отсчета.

Сравниваются площади, расположенные справа и слева от максимального значения Z и минимального значения H-составляющих. Используются те части кривых Z (или H), которые на практике лучше всего прослеживаются.

Способ свободен от вычисления остаточных интегралов, возникающих от замены кривых, бесконечных по профилю, на кривые конечных размеров, полученных в поле. Результаты определения направления намагниченности по предлагаемому способу не зависят от положения уровня нормального поля.

Приводится схема расчета отношения площадей для кривой Z и дается интерпретация на практическом примере.

Постановка вопроса. Направление намагниченности возмущающих тел может быть определено, согласно литературным данным, или при проведении комплексных магнитных и гравитационных измерений [1], или путем вычисления отношения площадей, ограничиваемых положительными и отрицательными частями вертикальных и горизонтальных проекций аномального магнитного поля [2]. На результаты определения направления намагниченности существенно влияет выбор уровня нормального поля, особенно во втором случае, где берется отношение площадей положительных и отрицательных значений аномалий, заключенных между кривыми Z (или H) и осью абсцисс, являющейся уровнем нормального поля.

Однако, для определения направления намагниченности возмущающих тел может быть предложен несколько иной способ, не зависящий от выбора уровня нормального поля. Примем за начало координат точку, соответствующую экстремальному значению Z (или H)-составляющей.

Рассмотрим площади, ограниченные данными кривыми и некоторой прямой, параллельной оси абсцисс, выбор которой описан ниже. Величина площадей выражается интегралами $\int_0^{\pm x} Z dx$ и $\int_0^{\pm x} H dx$. Если для тела сферической формы взять Z-составляющую при отвесном намагничении, то площади, расположенные справа и слева от Z^{max} , будут одинаковы, их отношение равно единице. При косом намагничении величины площадей, находящихся слева и справа от Z^{max} , будут отличаться друг от друга.

их отношение будет зависеть от направления угла намагничивания и может служить для определения последнего.

Ход расчета. Рассмотрим рудное тело сферической формы, для которого при косом намагничении составляющие напряженности магнитного поля по линии, проходящей через эпицентр, будут выражаться формулами [3]

$$Z_k = M \frac{(2h^2 - x^2) \cos \varphi + 3xh \sin \varphi}{(h^2 + x^2)^{5/2}}, \quad (1)$$

$$H_k = M \frac{(2x^2 - h^2) \sin \varphi + 3xh \cos \varphi}{(h^2 + x^2)^{5/2}}, \quad (2)$$

где h — глубина залегания центра сферы;
 M — магнитный момент тела;
 φ — угол между вертикалью и осью намагничивания;
 x — текущая координата.

Значения x , соответствующие экстремумам кривой Z , находим из уравнения

$$\frac{\partial Z}{\partial x} = 0$$

Для определения x получаем уравнение третьей степени

$$ax^3 + bx^2 + cx + d = 0 \quad (3)$$

при $a=1$; $b=-4htg\varphi$; $c=-4h^2$; $d=h^3tg\varphi$.

Записав решение кубического уравнения в тригонометрической форме [4] через вспомогательный угол

$$\theta = \arccos \left[\frac{tg^3(117+128tg^2\varphi)}{16(3+4tg^2\varphi)^{3/2}} \right], \quad (4)$$

найдем три действительных различных корня

$$x_1^{max} = \frac{4}{3}(3+4tg^2\varphi)\cos\left(60^\circ + \frac{\theta}{3}\right) + \frac{4}{3}htg\varphi;$$

$$x_2^{min} = \frac{4}{3}(3+4tg^2\varphi)\cos\left(60^\circ - \frac{\theta}{3}\right) + \frac{4}{3}htg\varphi;$$

$$x_3^{min} = -\frac{4}{3}(3+4tg^2\varphi)\cos\left(\frac{\theta}{3}\right) + \frac{4}{3}htg\varphi.$$

Рассмотрим два способа выбора новой оси абсцисс, не зависящей от уровня нормального поля.

1. Возьмем вспомогательную величину, равную удвоенному расстоянию между ближайшими экстремумами Z (или H)-составляющих: $2(x_1^{max} - x_2^{min})$. Эту величину отложим от максимального значения Z -составляющей (или минимального значения H -составляющей) в сторону, обратную направлению намагничивания (на рис. 1, А, вправо от оси z). Далее, по формуле (1) определим значение Z (или H)-составляющей для абсциссы $x' = 2(x_1^{max} - x_2^{min}) + x_1^{max}$. Найденное значение ординаты обозначим Z' (или H'). Из точки пересечения данной ординаты с кривой Z (или H) проведем линию, параллельную прежней оси абсцисс, которую примем за исходную. На левой ветви кривой Z пересечение ординаты Z' (или H') с новой линией абсцисс даст точку с абсциссой x'' . Вновь выбранная линия $O'x'$ не связана с уровнем нормального поля и определяется только положением экстремальных значений Z (или H)-составляющей.

2. Берем полное амплитудное значение Z (или H)-составляющей $Z_z = |Z^{max}| + |Z^{min}|$ (см. рис. 1, Б). Параллельно оси абсцисс проводим новую ось, которая делит амплитуду Z_z в отношении $1/2$; $1/3$ или $1/5$ (могут быть взяты и иные отношения). Затем справа и слева от максимальных значений Z (или H) сравниваем площади, ограниченные этими кривыми и вновь выбранными осями абсцисс

Площадь S , ограниченная кривой Z и первоначальной осью абсцисс ox (рис. 1, А), согласно формуле (1), равна

$$S = \int_0^{\pm x} Z dx = M \cdot \cos \varphi \int_0^{\pm x} \frac{(2h^2 + x^2) dx}{(h^2 + x^2)^{5/2}} = 3Mh \sin \varphi \int_0^{\pm x} \frac{x dx}{(h^2 + x^2)^{5/2}} =$$

$$= \frac{M}{(h^2 + x^2)^{3/2}} \left\{ x'(2 + x'^2) \cos \varphi \pm [(1 + x'^2)^{3/2} \cdot \sin \varphi] \right\}, \quad (5)$$

где знак плюс соответствует правой ветви кривой Z , знак минус — левой. В качестве примера определим по первому способу отношения площадей,

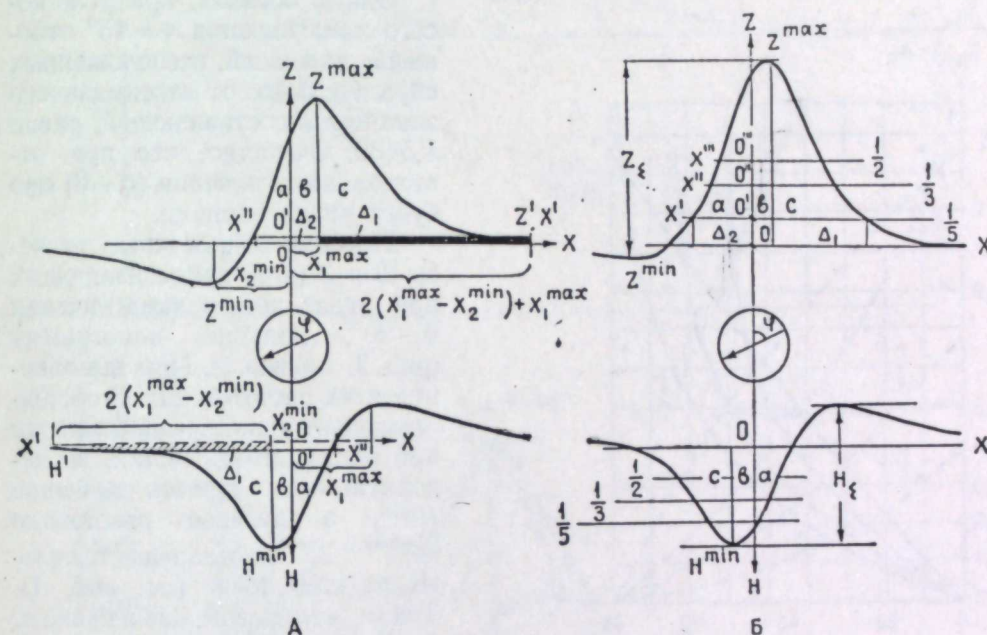


Рис. 1. Определение направления намагничивания по отношению площадей, расположенных справа и слева от Z^{max} и H^{min} .

А — площадь ограничена линией, выбранной по расстоянию между ближайшими экстремумами; Б — то же, но линия выбрана путем деления амплитудных кривых Z и H в отношении $\frac{1}{2}$; $\frac{1}{3}$ и $\frac{1}{5}$.

расположенных справа и слева от Z^{max} для шарообразной залежи, залегающей на глубине $h=1$ при угле косого намагничивания $\varphi=45^\circ$. По формуле (4) находим, что величина угла $\theta=34^\circ 13,5'$. Расстояние между ближайшими экстремумами

$$x_1^{max} - x_2^{min} = 1,2086;$$

$$x' = 2(x_1^{max} - x_2^{min}) + x_1^{max} = 2,6257;$$

$$x'^2 = 6,8944.$$

По формуле (1) величина $Z'=0,012$; этому значению Z' соответствует абсцисса $x''=-0,554$.

Площади фигур a , b , $b+c$ (рис. 1) определяются по формуле (5):

$$S_a = \int_0^{x''=0,144} Z dx = M(0,70711)0,52496;$$

$$S_b = \int_0^{x^{max}=0,3000} Z dx = M(0,70711)0,46101;$$

$$S_{b+c} = \int_0^{x'=1,03373} Z dx = M(0,70711)2,00707.$$

Площадь $S_c = S_{b+c} - S_b = 1,54606$.

Обозначим площадь, ограниченную абсциссой x и ординатой Z , через Δ .

Тогда

$$\Delta_1 = Z' \cdot x' = M(0,70711)0,04476 \quad \text{и} \quad \frac{S_c - \Delta_1}{S_{a+b} - \Delta_1} = 1,5430.$$

$$\Delta_2 = Z' \cdot x'' = M(0,70711)0,01301$$

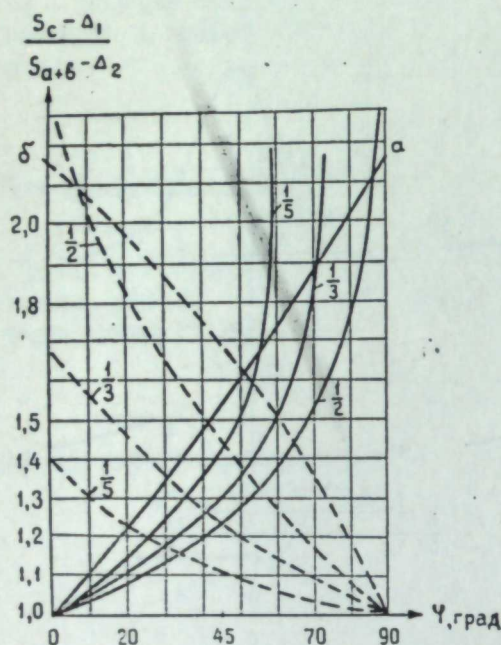


Рис. 2. Номограмма для определения угла намагничивания.

$a - Z$ по $2(x_1^{max} + x_2^{max})$; $b - H$ по $2(x_1^{max} - x_2^{min})$; цифры на сплошных кривых даны значения Z_ϵ , на пунктирных — значения H_Σ .

ляются по той же схеме, причем для кривых Z и H , полученных в поле, применяются обычные способы [5]. Например, при расчете площадей по способу трапеции желательно разбивать кривые Z и H между экстремальными точками по крайней мере на 10—15 частей, чтобы обеспечить достаточную точность.

В качестве примера применения номограммы рассмотрим интерпретацию локальной аномалии вертикальной составляющей магнитного поля для одного из районов Среднего Урала (рис. 3, А). Аномалия вызвана бокситом, залегающим среди известняков, прикрытых сверху беликами и глинами небольшой мощности. На плане изодинам Z -составляющей аномалии М сеть съемки 5×5 м. Аномалия в плане имеет изометричный вид;

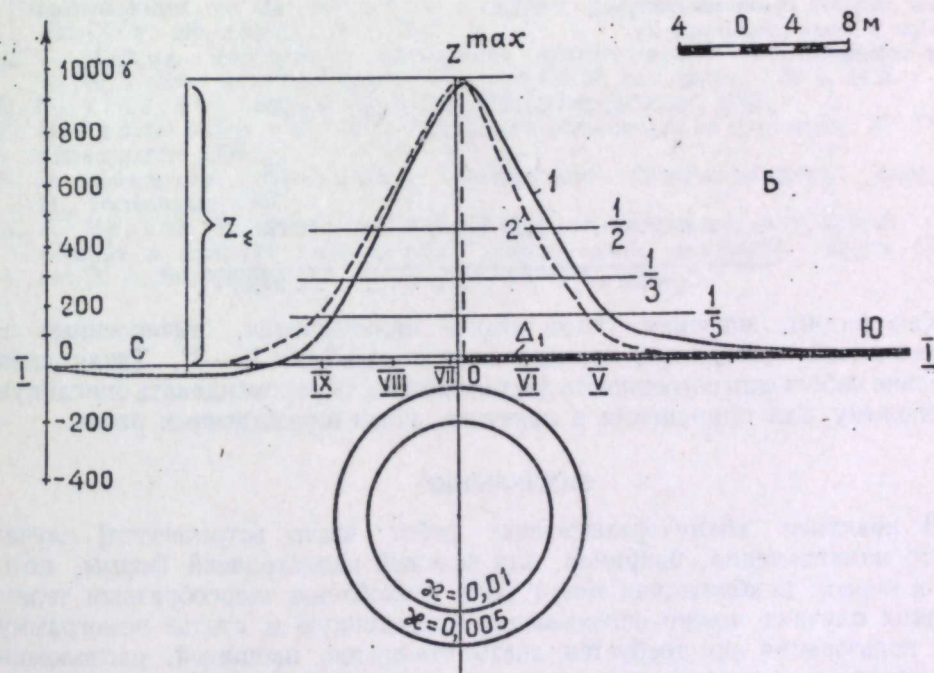
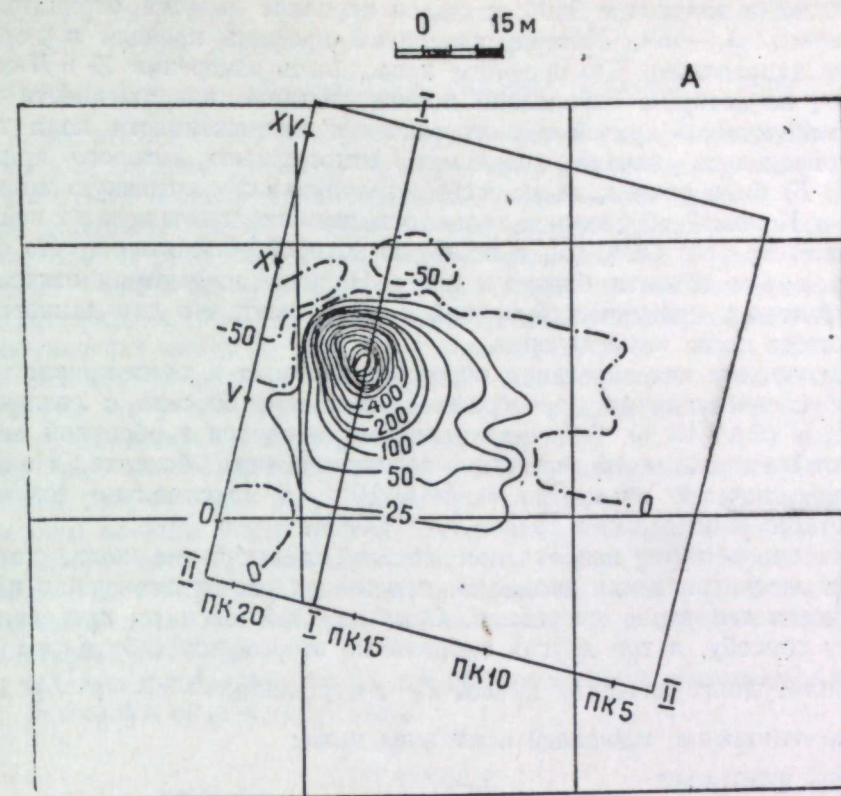


Рис. 3. Определение направления вектора косоугольного намагничивания для залежи боксита, близкой к шарообразной (по материалам Н. А. Иванова).

А — план изодинам Z -составляющей; Б — кривая Z по интерпретационному профилю; 1 — ΔZ наблюдаемое; 2 — ΔZ , вызванное намагничиванием от Z_ϵ .

напряжение в эпицентре 960γ; с севера на плане имеется отрицательный экстремум $Z = -45^\circ$. Интерпретационный профиль пройден в меридиональном направлении. По профилю проводились измерения Z - и H -составляющих, по которым определено полное значение напряженности поля.

Симметричность кривой полного значения напряженности поля позволила определить начало координат, относительно которого кривая 1 (рис. 3, Б) была разложена на несимметричную и симметричную (кривая 2) функции. Кривая 2 обусловлена только отвесным намагничиванием и к ней была применена палетка ОВК [6], с помощью которой установлено, что форма возмущающего объекта близка к шару. Наличие асимметрии относительно эпицентра у практической кривой Z показывает, что для данного тела имеет место косое намагничивание.

В результате интерпретации показано, что одна и та же кривая может быть обусловлена двумя шарообразными залежами боксита с различными радиусами (9 и 7,13 м). Величина радиусов находится в обратной зависимости от предполагаемой магнитной восприимчивости боксита. Наиболее вероятное значение параметра $\chi = 5000 \cdot 10^{-6}$, а максимально возможное для данного района равно $10000 \cdot 10^{-6}$ CGSM.

Для определения направления косого намагничивания тела, которым вызвана рассматриваемая аномалия, произведен расчет отношения площадей описанными выше способами. Одна из осей абсцисс проведена по первому способу, а три других выбраны по второму способу путем деления амплитудного значения кривой Z_z в отношении $\frac{1}{2} ; \frac{1}{3} ; \frac{1}{5}$. Вычисленные отношения площадей приведены ниже:

Способ определения новой оси абсцисс	$\frac{S_c - \Delta_1}{S_{a+b} - \Delta_2}$	φ , град
По двойной сумме экстремумов	1,20	18
При делении амплитуды Z_z в отношении		
$\frac{1}{5} \dots \dots \dots$	1,14	20
$\frac{1}{3} \dots \dots \dots$	1,15	26
$\frac{1}{2} \dots \dots \dots$	1,09	22
Среднее $\dots \dots \dots$		21,5

Как видим, значения углов косого намагничивания, вычисленные по предлагаемой номограмме, определяются с ошибкой 3—8°. Такая сравнительно небольшая погрешность дает возможность рекомендовать описанную номограмму для применения в практике магниторазведочных работ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В практике магниторазведочных работ часто встречаются случаи косого намагничивания, например, для залежей изометричной формы, которые в первом приближении могут быть уподоблены шарообразным телам. В таких случаях можно использовать приведенную в статье номограмму. Для пользования ею требуется знать отношение площадей, расположенных справа и слева от экстремальных значений Z (или H)-составляющих магнитного поля и ограничиваемых этими кривыми и специально выбранной осью абсцисс.

Так как положение уровня нормального поля в практике геологоразведочных работ обычно не известно, то для выбора новой оси абсцисс

используется один из двух способов: с помощью экстремальных значений Z (или H) или путем деления полной амплитуды кривых Z_z (или H_z) в отношении $\frac{1}{2} ; \frac{1}{3} ; \frac{1}{5}$. Предложенные способы позволяют сравнительно

быстро и достаточно точно определить угол косого намагничивания. В отношении точности можно указать следующее: если при использовании первого способа сумма абсцисс точек максимума и минимума кривых Z будет ошибочно завышена даже на 20%, то это изменит отношение площадей только на 5%. В этом случае угол косого намагничивания будет вычислен с точностью 4—8°. Во втором способе десятипроцентная ошибка в определении абсциссы экстремума Z даст погрешность в определении угла косого намагничивания около 5° при углах порядка 20°.

При наличии достаточно достоверной съемки можно рекомендовать предлагаемую номограмму для практического применения при решении задач по определению угла косого намагничивания.

Перед применением того или иного способа следует по палеткам ОВК убедиться в том, что тело имеет шарообразную форму. Для исключения искажающего влияния поверхностных неоднородностей на форму кривых Z (или H) можно рекомендовать съемку на нескольких уровнях от поверхности земли. Для более однозначного определения угла косого намагничивания повысотно кривые можно обработать каждую в отдельности одним из предлагаемых способов.

Для тел нешарообразной формы следует рассчитать аналогичные номограммы, используя описанные приемы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. С. Миков. Определение величины и направления интенсивности намагничивания возмущающих тел по результатам магнитной и гравитационной съемки. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 5, 1952.
2. Д. С. Миков. Определение направления намагниченности возмущающих тел по результатам магнитной съемки. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 5, 1953.
3. Б. М. Яновский. Земной магнетизм. М., Гостехтеориздат, 1953.
4. И. Н. Бронштейн и К. А. Семендяев. Справочник по математике. М., Гостехтеориздат, 1956.
5. К. П. Соколов. Геологическое истолкование магниторазведочных данных. М., Гостехиздат, 1956.
6. Н. А. Иванов. Интерпретация аномалий по относительному виду кривой. Сб. «Теория и практика интерпретации геофизических аномалий». Труды СГИ им. В. В. Вахрушева, вып. 15, М., Госгеолиздат, 1951.

Г. Г. ОРЛОВ

К ВОПРОСУ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ГЕОЛОГИЧЕСКИХ ТЕЛ ПО ГЕОФИЗИЧЕСКИМ ДАННЫМ, ПОЛУЧЕННЫМ НА РАЗНЫХ РАССТОЯНИЯХ ОТ ВОЗМУЩАЮЩЕГО ОБЪЕКТА

Рассмотрена возможность определения формы вертикального сечения и глубины залегания верхнего магнитного полюса возмущающих тел. Предложена комбинированная номограмма, которая позволяет интерпретировать геофизические аномалии. Описываемый способ интерпретации по площадям и характерным точкам — точкам пересечения и отсечения кривых производных потенциала, полученных на различном расстоянии от объекта возмущения, не требует знания уровня нормального поля при условии его линейного изменения в районе аномалии. В качестве примера определена глубина залегания верхнего полюса залежи по значениям ΔT , снятым на разных высотах.

Постановка вопроса. Если профили магнитного поля получены не на одном, а на нескольких уровнях от поверхности земли, то появляются характерные точки, абсциссы которых не зависят от уровня нормального поля. Такими точками являются: 1) точки пересечения кривых производных потенциала на разных уровнях; 2) точки отсечения, то есть точки пересечения кривой, характеризующей поле на нижнем уровне, с касательной к максимуму кривой, измеренной на высшем уровне. Можно использовать для интерпретации также отношение площадей, ограниченных кривыми Z (или ΔT) и линией, соединяющей точки их пересечения. Данное отношение не зависит от уровня нормального поля и меньше связано со случайным разбросом точек на кривой.

Зависимость глубины залегания возмущающего объекта от расстояния между характерными точками и отношение площадей представлены в виде номограммы (рис. 1 и 2).

Принцип расчета комбинированной номограммы. Расчет зависимости половины расстояния между точками пересечения ($x_{т.п}$) кривых Z , H , Δg , V_{yx} , U_m , снятых на разных уровнях от глубины залегания геологического тела, описан в работе [1]. Аналогично вычисляются кривые зависимости половины расстояния между точками отсечения ($x_{отс}$) от глубины залегания возмущающих тел.

Пример расчета значения $x_{отс} = f(h)$ (рис. 3). Через точку максимума кривой Z_2^{max} , характеризующую поле на более высоком уровне, проводится линия, параллельная оси абсцисс; она дает точки отсечения $x_{отс}$, ординаты которых, например для линии полюсов, можно записать следующим образом: $Z_1 = 2\sigma \frac{h}{h^2 + x_{отс}^2}$. Полученные ординаты равны максимуму кривой

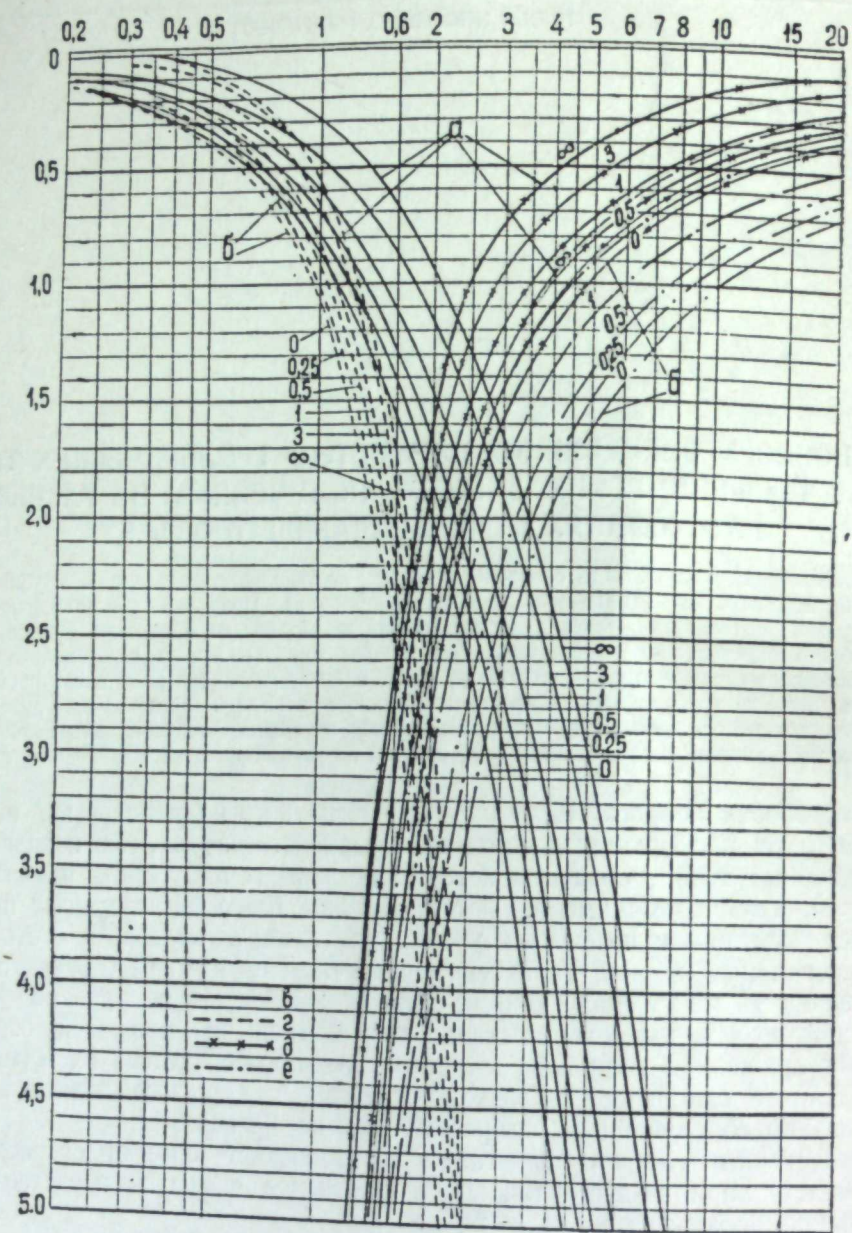


Рис. 1. Номограмма для изометричной аномалии. По оси абсцисс отложены $\xi_{т.п} = f_1(\eta)$, $\xi_{отс} = f_2(\eta)$ и $K_{1,2} = f(\eta)$; по оси ординат — $\eta = \frac{h}{a}$
 a — Z вертикального стержня, Δg и U_M сферы; b — Z , V_{zz} сферы и $\frac{\partial Z}{\partial h}$ вертикального стержня; кривые: c — для точек пересечения, d — для отсекающих точек, e — отношения площадей, связанных с уровнем нормального поля, e — отношения площадей, не зависящих от уровня нормального поля; цифры на кривых даны значения $\frac{1}{h}$.

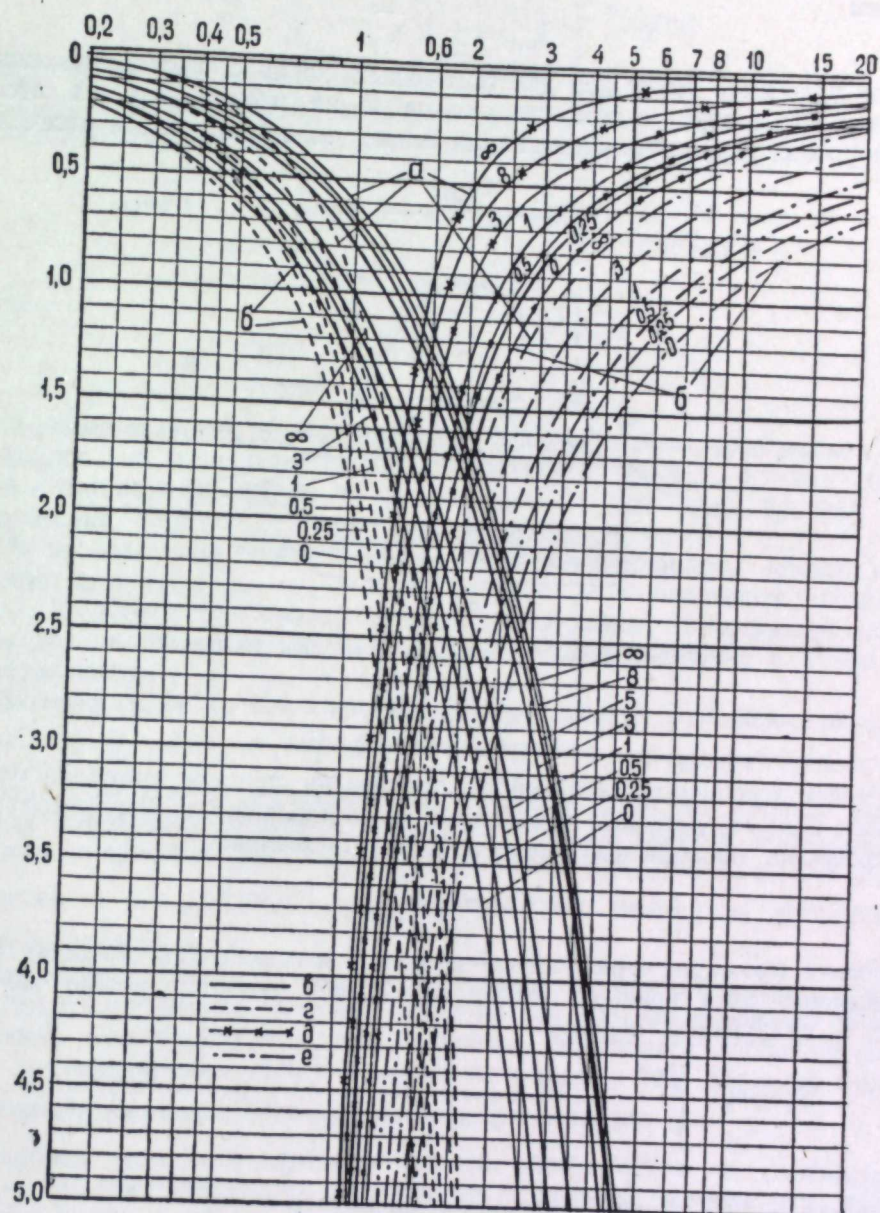


Рис. 2. Номограмма для вытянутой аномалии. По оси абсцисс и ординат — те же зависимости, что на рис. 1.
 a — Z линии полюсов, Δg и U_M цилиндра; b — Z , V_{Δ} кругового цилиндра и $\frac{\partial Z}{\partial h}$ линии полюсов; c — e и цифры на кривых — то же, что на рис. 1.

$Z_{\text{отс}} = 2 \cdot \frac{1}{h+a}$ на более высоком уровне, где a — разность уровней измерений. Проведя Z_1 и Z_2^{max} , имеем $ah = x_{\text{отс}}^2$. Принимая $\frac{x}{a} = \xi$, $\frac{h}{a} = \eta$, получим

$$\xi_{\text{отс}} = \pm \sqrt{\eta}.$$

Данное уравнение имеет два действительных корня с противоположными знаками. Это говорит о том, что кривые Z на первом (h) и на втором ($h+a$) уровнях от поверхности земли имеют только две точки отсечения.

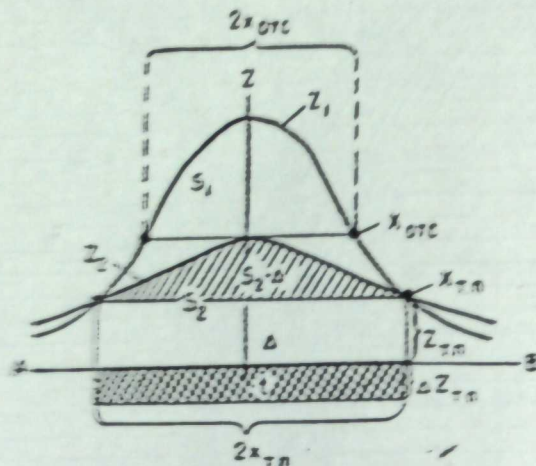


Рис. 3. К расчету $x_{\text{отс}}$ и отношения площадей

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{S_1 - \Delta}{S_2 - \Delta}.$$

AB — уровень нормального поля.

Рассчит отношение площадей рассмотрим на примере аномалии от точечного полюса. Запишем вертикальную составляющую магнитного поля по профилю, проходящему через эллипс аномалии:

$$Z = m \frac{h}{(h^2 + x^2)^{3/2}}.$$

Вычислив площади, ограниченную кривой Z и осью OX в пределах точек пересечения двух кривых, снятых на разных уровнях, можно записать (рис. 3) следующим образом:

$$S_2 = m h \int_{-x_{\text{отс}}}^{x_{\text{отс}}} \frac{dx}{(h^2 + x^2)^{3/2}} = \frac{2mx}{h(h^2 + x^2)^{1/2}} \Big|_0^{x_{\text{отс}}} = \frac{2mx_{\text{отс}}}{h(h^2 + x_{\text{отс}}^2)^{1/2}}.$$

Площадь второй кривой, полученной на высоте $h+a$,

$$S_2 = \frac{2m}{(h+a)} \cdot \frac{x_{\text{т.п.}}}{[(h+a)^2 + x_{\text{т.п.}}^2]^{1/2}}.$$

Положим $\frac{x}{a} = \xi$ и $\frac{h}{a} = \eta$, получим

$$S_1 = \frac{2m}{\eta \cdot a} \cdot \frac{\xi_{\text{отс}}}{[\eta^2 + \xi_{\text{отс}}^2]^{1/2}},$$

$$S_2 = \frac{2m}{(\eta+1)a} \cdot \frac{\xi_{\text{т.п.}}}{[(\eta+1)^2 + \xi_{\text{т.п.}}^2]^{1/2}}.$$

где

$\xi_{\text{т.п.}} = \eta \sqrt{\eta(\eta+1)^2 + (\eta+1)^3 \eta^2(\eta+1)}$
(методика вычисления $\xi_{\text{т.п.}}$ описана в работе [1]).
Отношение площадей

$$K_1 = \frac{S_1}{S_2} = \frac{\eta+1}{\eta} \left[\frac{(\eta+1)^2 + \xi_{\text{т.п.}}^2}{\eta^2 + \xi_{\text{отс}}^2} \right]^{1/2} = f(\eta) \quad (1)$$

зависит от уровня нормального поля.

Влияние уровня нормального поля можно исключить, если вычесть из каждой площади S_1 и S_2 в отдельности общую площадь

$$\Delta = 2x_{\text{т.п.}} \cdot Z_{\text{т.п.}} = 2\xi_{\text{т.п.}} \cdot a \cdot Z_{\text{т.п.}} = 2 \frac{m\eta}{a} \cdot \frac{\xi_{\text{т.п.}}}{(\eta^2 + \xi_{\text{т.п.}}^2)^{3/2}} =$$

$$= 2m \frac{(\eta+1)}{a} \cdot \frac{\xi_{\text{т.п.}}}{[(\eta+1)^2 + \xi_{\text{т.п.}}^2]^{3/2}}.$$

Тогда

$$K_2 = \frac{S_1 - \Delta}{S_2 - \Delta} = \frac{\eta+1}{\eta} \left[\frac{(\eta+1)^2 + \xi_{\text{т.п.}}^2}{\eta^2 + \xi_{\text{т.п.}}^2} \right]^{3/2} = f_1(\eta). \quad (2)$$

Полученные значения K_2 не зависят от уровня нормального поля.

Аналогично вычислены отношения площадей K_1 и K_2 кривых производных потенциала, снятых на разных уровнях, для ряда простых геометрических тел.

На предлагаемых номограммах (рис. 1, 2) представлены кривые зависимости: $\xi_{\text{т.п.}} = f_1(\eta)$, $\xi_{\text{отс}} = f_2(\eta)$ с левой стороны и отношение площадей $K_1 = f_3(\eta)$, $K_2 = f_4(\eta)$ с правой стороны номограммы. Номограммы применимы для интерпретации не только магнитных аномалий, но и некоторых гравитационных (Δg , V_{yz} , V_{Δ}).

Интерпретация по номограммам. По оси абсцисс отложены значения $\xi_{\text{т.п.}} = \frac{x_{\text{т.п.}}}{a}$; $\xi_{\text{отс}} = \frac{x_{\text{отс}}}{a}$; $K_1 = \frac{S_1}{S_2}$ и $K_2 = \frac{S_1 - \Delta}{S_2 - \Delta}$, а по оси ординат вниз $\eta = \frac{h}{a}$. Глубина залегания определяется следующим образом: по кривым производных потенциала, полученным на двух уровнях, берется половина расстояния по профилю между точками пересечения ($2x_{\text{т.п.}}$) и отсечения ($2x_{\text{отс}}$). Абсцисса $\xi = \frac{x}{a}$ для обеих характерных точек находится делением на разность уровней a .

Величины $\xi_{\text{т.п.}}$, $\xi_{\text{отс}}$, K_1 , K_2 (K_1 и K_2 вычисляются по правилу трапеции [2]) откладываются по номограмме по оси абсцисс от точки O вправо; из точек, характеризующих эти величины, опускаются перпендикуляры вниз до пересечения с линиями, соответствующими телу заданной формы.

Ординаты точек пересечения дадут искомые значения $\eta = \frac{h}{a}$.

Глубина залегания верхнего полюса определяется из соотношения $h = \eta \cdot a$ и отсчитывается от ближайшего к дневной поверхности уровня измерений. Когда кривые Z (ΔT) не симметричны, то известным способом [2] строится кривая, отвечающая среднему арифметическому из значений поля при положительном и отрицательном значении абсцисс $x_{\text{т.п.}}$ или $x_{\text{отс}}$. Для трехмерных тел интерпретация производится по номограмме рис. 1, для двухмерных — по номограмме рис. 2.

Для описанной номограммы определение глубины до верхнего полюса по характерным точкам и отношению площадей решается однозначно, если форма залегающего объекта известна и соответствует принятым в номограмме телам. В этом случае глубины h , определяемые в отдельности по $\xi_{\text{т.п.}}$, $\xi_{\text{отс}}$ и отношению площадей K_2 , будут одни и те же.

Если форма тела выбрана неправильно, то глубины, получаемые по $\xi_{т.п.}$, $\xi_{отс.}$, K_2 не будут совпадать. Таким образом, совпадение глубин является критерием правильности выбора формы возмущающего тела. Практически форма тела может быть приближенно определена по геологическим данным и плану изодинам Z и затем аппроксимирована в виде штока, шара, линии полюсов или цилиндра.

По виду изодинам Z возмущающие объекты разделяются на двумерные и трехмерные. Однако определить форму вертикального сечения по плану изодинам и графикам Z трудно вследствие обычных осложнений в определении уровня нормального поля, а ошибка в определении формы тел, естественно, дает погрешность в определении глубины. Форму тела можно уточнить при помощи описанной номограммы.

Рассмотрим графический способ. По значениям $\xi_{т.п.}$ и $\xi_{отс.}$, полученным с практических кривых, строим графики зависимости $\eta = f\left(\frac{l}{h}\right)$. Для этого задаемся различными формами вертикального сечения тела при $\frac{l}{h}$, равном ∞ ; 3; 1; $\frac{1}{2}$; $\frac{1}{4}$; 0, и с комбинированной номограммы снимаем значения $\eta = f\left(\frac{l}{h}\right)$ при различных отношениях $\frac{l}{h}$ от ∞ (шток) до 3; 1; $\frac{1}{4}$ и 0 (шар). Такие графики, например, построены для теоретических кривых Z ограниченного штока (рис. 4). Из них видно, что если форма тела соответствует одной из форм, принятых в номограммах, то кривые $\eta = f\left(\frac{l}{h}\right)$, построенные для $\xi_{т.п.}$ и $\xi_{отс.}$, взаимно пересекаются в точках, соответствующих глубине h залегания тела и размеру его в глубину l . Это показывает, что обратная задача решается вполне определенно с помощью одной и той же комбинированной номограммы.

В том случае, когда форма возмущающего объекта отличается от форм, взятых при расчете комбинированной номограммы, кривые зависимости $\eta = f\left(\frac{l}{h}\right)$, построенные для величин $\xi_{т.п.}$ и $\xi_{отс.}$, не пересекаются (рис. 5). Для вытянутых по вертикали возмущающих объектов от шара до штока диапазон изменения определяемых значений $\eta_{отс.}$ не выходит за пределы величин $\eta_{т.п.}$ — это также показывает, что кривые $\eta = f\left(\frac{l}{h}\right)$, построенные по номограмме для точек пересечения и отсечения, пересекаются друг с другом. Таким образом, построение зависимости $\eta = f\left(\frac{l}{h}\right)$ для значений $\xi_{т.п.}$ и $\xi_{отс.}$ позволяет определять форму вертикального сечения возмущающих тел. В качестве примера на рис. 6, А изображены кривые ΔT , снятые над магнетитовым телом на высоте 100 и 250 м на одном из месторождений Урала. Половина расстояния между точками пересечения, измеренного по профилю, равна 240 м; половина расстояния между точками отсечения составляет 165 м. При разнице высот в 150 м получим $\xi_{т.п.} = 1,6$; $\xi_{отс.} = 1,1$. Так как на плане изодинамы ΔT имеют концентрическую форму, то мы вправе отнести искомое рудное тело по форме к группе штоков — шар.

Из таблицы видно, что диапазоны η возможных глубин залегания для штоков — шар при $\xi_{т.п.} = 1,6$ равны 0,7 (шток) или 1,6 (шар). Для $\xi_{отс.} = 1,1$ η составляет 0,7 (шток) и 1,3 (шар).

Для определения формы возмущающего тела по номограмме строим графики зависимости $\eta = f\left(\frac{l}{h}\right)$ для точек пересечения и отсечения

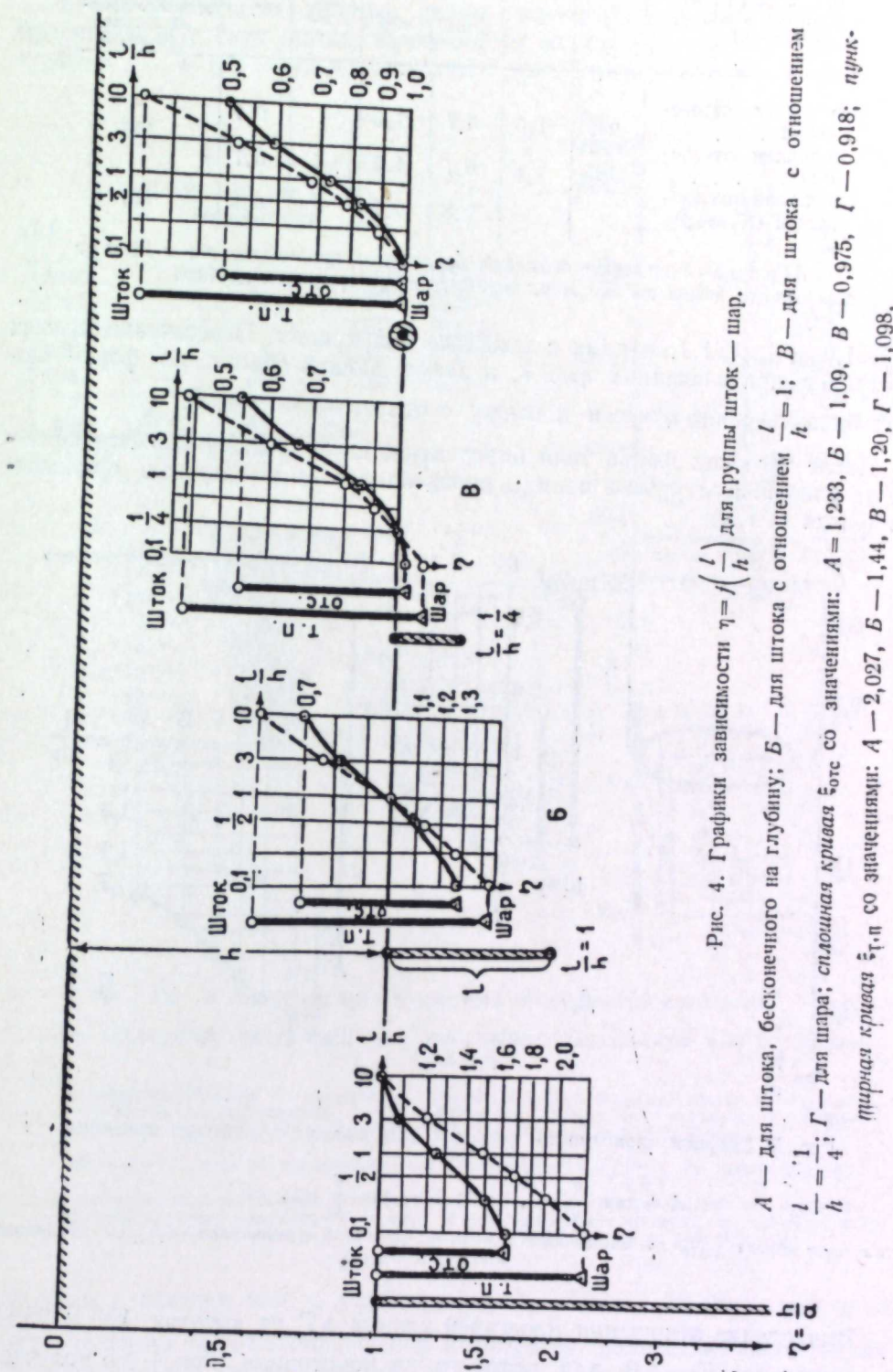


Рис. 4. Графики зависимости $\eta = f\left(\frac{l}{h}\right)$ для группы штоков — шар.

А — для штока, бесконечного на глубину; Б — для штока с отношением $\frac{l}{h} = 1$; В — для штока с отношением $\frac{l}{h} = \frac{1}{2}$; Г — для шара; сплошная кривая $\xi_{отс.}$ со значениями: А — 1,233, Б — 1,09, В — 0,975, Г — 0,918; пунктирная кривая $\xi_{т.п.}$ со значениями: А — 2,027, Б — 1,44, В — 1,20, Г — 1,098.

Интерпретация аномалий ΔT по комбинированной номограмме

Рис. 6, А (ΔT на высоте 100 и 250 м, $a=150$ м)	x , м	ξ	η		$\frac{l}{h}$	η	Глубина залегания верхнего полюса от ближайшего уровня съемки (100 м), м
			шток	шар			
По точкам пересечения	240	1,6	0,7	1,6	>5	0,7	105
По точкам отсечения	165	1,1	0,7	1,3		0,7	
По отношению площадей ($K_2=4,9$)			0,8	1,7		0,8	

Примечание. По скважине оруденение прослеживается с 12 м от поверхности земли до 550 м и, видимо, распространяется глубже.

$\xi_{т.п.}=1,6$ и $\xi_{отс.}=1,1$, снятых с практических кривых. Пересечение кривых наступает при значениях $\eta=0,7$, а возмущающий объект по форме может быть уверенно отнесен к штоку с отношением $\frac{l}{h} \gg 5$.

После того как форма тела определена, глубина возмущающего объекта от ближайшего уровня съемки определяется по номограмме однозначно (равна 105 м).

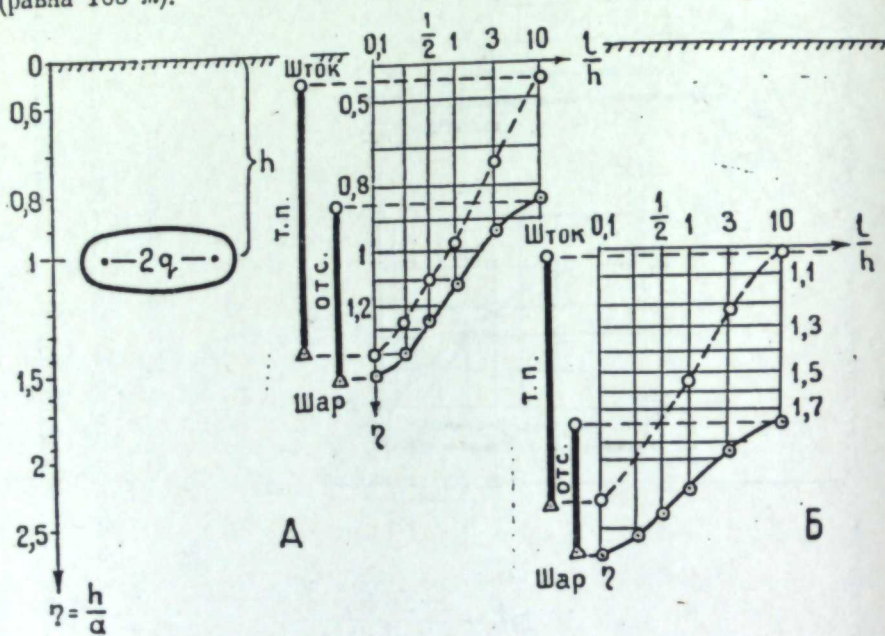


Рис. 5. Графики зависимости $\eta=f\left(\frac{l}{h}\right)$ для сжатого эллипсоида вращения.

А — для $\frac{q}{h}=1$, $\eta=1$; Б — для $\frac{q}{h}=2$, $\eta=1$.

Сплошная кривая $\xi_{отс}$ со значениями: А — 1,17, Б — 1,6; пунктирная — $\xi_{т.п.}$ со значениями: А — 1,41, Б — 2,06.

Вычисление отношения площадей кривых ΔT на высотах 100 и 250 м дает значение $K_2=4,9$, для которого по номограмме при $\frac{l}{h} \gg 5$ получаем глубину до рудного тела 120 м. Вычисленная глубина достаточно хорошо совпадает со значением, найденным по точкам пересечения и отсечения.

Интерпретацию по величине K_1 провести нельзя, так как положение нормального поля не известно, а значение нулевого уровня кривых выбрано произвольно.

По геологическим данным, форма магнетитового тела может быть представлена в виде штока, залегающего от первого уровня съемки на глубине 112 м (12 м от поверхности земли), с отношением глубины за-

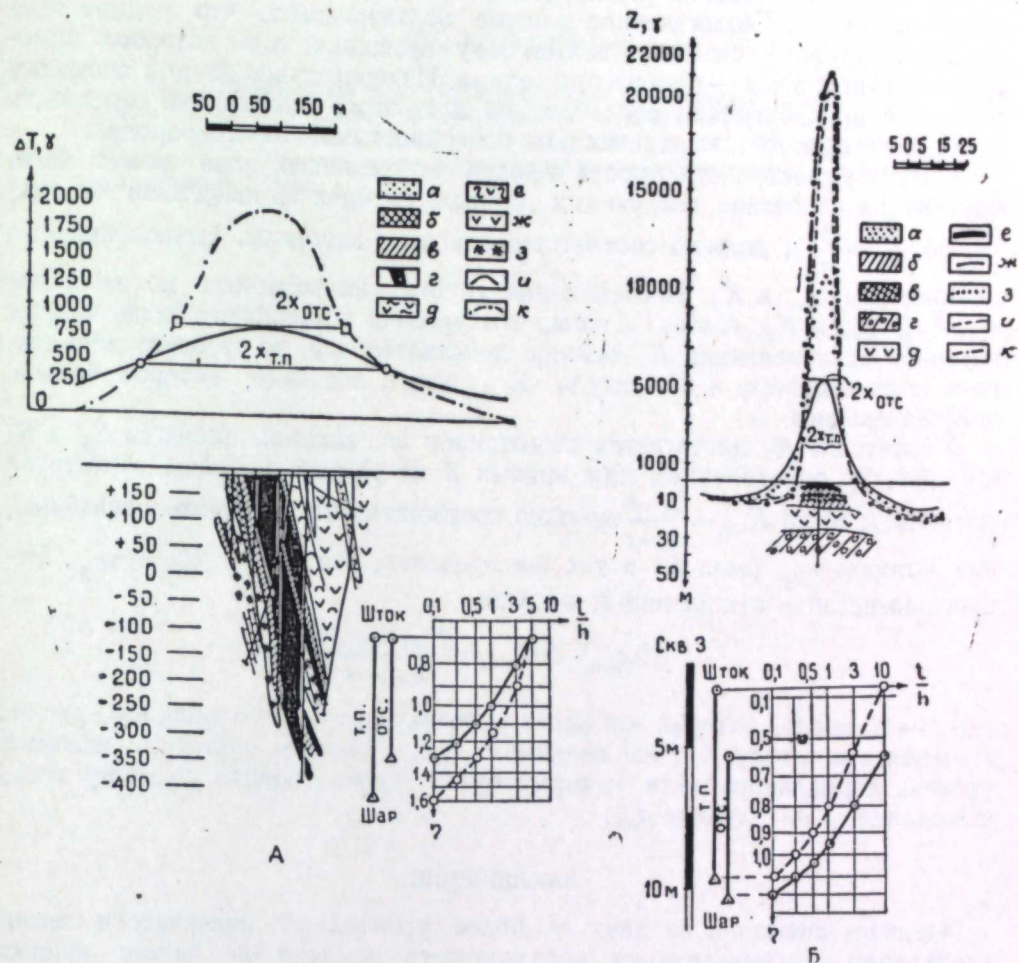


Рис. 6. Интерпретация и критерий применимости номограмм.

А — номограмма применима, так как кривые зависимости $\eta=f\left(\frac{l}{h}\right)$ пересекаются:

а — растительный слой; б — полумартит и мартит; в — бедный рудный скани; г — магнетит; д — порфирит ороговатанный; е — метаморфические сланцы; ж — порфирит; з — безрудный скани; и — ΔT на высоте 250 м; к — ΔT на высоте 100 м;

Б — номограмма не применима, так как графики $\eta=f\left(\frac{l}{h}\right)$ не пересекаются;

а — поверхностные отложения; б — хлоритовая порода; в — бедный скани; г — вторичные осветленные альбито-серпичитовые породы; д — порфирит; е — магнетит; ж — Z на высоте 10 м; з — Z на высоте 5 м; и — Z на высоте 1,1 м; к — Z на высоте 0,4 м.

легания к размеру тела в глубину $\frac{l}{h} \gg 5$. Таким образом, результаты интерпретации по комбинированной номограмме полностью подтверждаются имеющимися геологическими данными. Пример аномалии, которую нельзя интерпретировать по предлагаемой номограмме, приведен на рис. 6, Б. Для кривых Z, снятых на высоте 0,4 и 10 м ($a=9,6$ м), $x_{т.п.}=11$ м,

$x_{отс}=9,4$ м, что дает значения $\xi_{т.п}=1,1$ и $\xi_{отс}=0,98$. Построение зависимости $\eta=f\left(\frac{l}{h}\right)$ по значениям $\xi_{т.п}$ и $\xi_{отс}$ не дает пересечения кривых — они расходятся на значительное расстояние. Сопоставляя полученные кривые с теоретическими кривыми (см. рис. 5) зависимости $\eta=f\left(\frac{l}{h}\right)$, видим, что

аномалия обуславливается возмущающим объектом в виде сжатого эллипсоида вращения. Геологические данные подтверждают, что рудное тело по форме ближе к сжатому эллипсоиду вращения, для которого номограмма группы шток — шар не применима. Интерпретация данной аномалии возможна предложенным способом, но для этого необходимо построить номограмму для тел, ограниченных поверхностями второго порядка.

Оценка правильности выбора уровня нормального поля может быть сделана на основании следующих данных: глубина η , найденная по значению $K_1=\frac{S_1}{S_2}$, должна соответствовать всем глубинам, вычисленным по данным $\xi_{т.п}$, $\xi_{отс}$ и K_2 . Несовпадение глубин, вычисленных по величине K_1 , $\xi_{т.п}$, $\xi_{отс}$ и K_2 , говорит о том, что уровень нормального поля выбран неверно. Если величина K_1 меньше действительной, то уровень нормального поля занижен, и амплитуда $Z_{т.п}$ имеет значение, которое больше действительного.

Увеличение K_1 достигается вычитанием из каждой площади S_1 и S_2 (см. рис. 3), определенных для кривых Z на разных уровнях, некоторой площади t ; тогда $K_{ост}=\frac{S_1-t}{S_2-t}$ должно соответствовать требуемому значению, при котором η_{K_1} было бы в тех же пределах, что и $\eta_{т.п}$, $\eta_{отс}$ и η_{K_2} . Решая равенство в отношении t , получим

$$t=2x_{т.п} \cdot \Delta Z_{т.п}=\frac{K_{ост} S_2-S_1}{K_{ост}-1},$$

где t — площадь, которая занижает уровень нормального поля (см. рис. 3). Изменяя амплитуду $Z_{т.п}$ на величину $\Delta Z_{т.п}$, можно получить искомый уровень нормального поля, который будет удовлетворять рудному телу, залегающему на глубине $\eta_{ср}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наличие аномалий на двух и более уровнях от поверхности земли необходимо для определения искажающего влияния на форму кривых Z (или ΔT) поверхностных неоднородностей.

По аномальным значениям Z (или ΔT), полученным на разных высотах, возможно найти форму вертикального сечения и глубину залегания верхнего магнитного полюса геологических тел. Для этой цели применяется комбинированная номограмма в которой используются отношения площадей и характерные точки — точки пересечения и отсечения аномальных кривых, полученных на разных высотах. Для оценки возможности применения данной номограммы по точкам пересечения и отсечения, снятым с практических кривых, строятся кривые зависимости $\eta=f\left(\frac{l}{h}\right)$, которые должны пересекаться друг с другом (рис. 4). В противном случае номограмма не применима (рис. 5). Наличие двух или нескольких кривых Z (или ΔT) на разных высотах одновременно с кривой на более низком уровне от возмущающего объекта, позволяет также освободиться от необходимости учитывать уровень нормального поля. Однако в пределах снимаемого профиля оно не должно иметь перекосов.

Каждая из аномальных кривых на разных уровнях может быть интерпретирована известными методами в отдельности; тем самым имеется возможность получить независимые определения параметров возмущающих тел и затем сравнить их друг с другом, что повышает достоверность интерпретации геофизических аномалий.

Автор считает своим долгом выразить благодарность проф. Н. А. Иванову за помощь в работе над рукописью.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Г. Орлов. Номограмма для определения глубин залегания рудных залежей по точкам пересечения кривых производных потенциала, снятых на разных высотах. Труды Горно-геологического ин-та УФАИ СССР, вып. 30, Свердловск, 1957.
2. К. П. Соколов. Геологическое истолкование магниторазведочных данных. М., Госгеолтехиздат, 1956.

Г. Г. ОРЛОВ

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ АЭРОМАГНИТНЫХ АНОМАЛИЙ ПРИ КОСОМ НАМАГНИЧЕНИИ

Рассматриваются способы интерпретации аномалии ΔT от шара, двухполюсного магнита, тонкого вертикального пласта и горизонтального цилиндра при косом намагничении. Дается оценка формы возмущающего объекта по значениям аномалии ΔT на двух или нескольких уровнях.

Глубина залегания возмущающего объекта определяется путем умножения значений абсцисс половины амплитудной кривой ΔT_z на коэффициенты, снимаемые с номограмм при заданных азимутах простираения профиля, ξ тела и наклона вектора намагничивающего поля.

Постановка вопроса. Способы нахождения глубин залегания тел при косом намагничении довольно сложны [1—5, 11, 12, 14]. При аэромагнитных съемках на достаточной высоте в ряде случаев можно для оценки глубин залегания возмущающих объектов аппроксимировать наблюдаемую аномалию ΔT с аномалиями от простых форм тел (шток—шар; тонкий пласт—горизонтальный цилиндр). В этом случае предполагается, что аномалии ΔT , изометричные в плане, вызываются объектами в виде штока или шара. Аномалии, вытянутые в одном направлении, могут быть обусловлены тонким пластом или горизонтальным цилиндром.

Рассмотрим способы интерпретации аномалий ΔT по коэффициентам линейной зависимости абсцисс полумаксимумов [12, 14] и точек перегиба [5, 11] от глубины. Аномалии ΔT от одиночного полюса и нити полюсов имеют только отвесное намагничение [10], следовательно, случаи косоугольного намагничения разобраны только для линии диполей [12, 14] и для вертикального пласта конечной мощности [5]. Для шарообразных тел коэффициенты определения глубин в работах [12, 14] не рассчитаны, а в статье [5] расчет произведен по неверным формулам [10].

Основной недостаток многих существующих методов состоит в том, что в них не рассматривается вопрос определения форм тел, в связи с чем глубины определяются по коэффициентам с погрешностью 30—40%. В настоящей статье предлагается способ оценки формы тел по значениям аномалии ΔT на двух или нескольких уровнях.

В отличие от методов [12, 14], интерпретация по которым зависит от выбора уровня нормального поля, дается способ оценки глубин залегания тел по абсциссам половины амплитудного (полного) значения аномалии $\Delta T_z = |\Delta T| + |\Delta T^{min}|$ при косом намагничении. При этом не играет роли уровень нормального поля, если он на участке съемки аномалии постоянен. Даны номограммы (см. рис. 4 и 5), в которых рассчитаны коэффициенты

для трехмерных и двумерных тел при различных углах магнитного наклонения и азимута профилей наблюдений β (или азимута простираения тел A_z). Глубина до возмущающих объектов получается в результате умножения выбранного коэффициента на величину абсциссы половины амплитудного значения аномалии ΔT_z .

Оценка формы возмущающего объекта по значениям аномалии ΔT на двух или нескольких уровнях. В литературе рассмотрен ряд способов интерпретации магнитных аномалий Z и ΔT , основанных на линейной зависимости абсцисс точек полумаксимумов или точек перегиба от глубины [5, 11, 12, 14]. Эта зависимость может быть записана в следующей форме:

$$h = k \cdot x_{0,5/n},$$

где k — коэффициент пропорциональности;
 $x_{0,5/n}$ — абсцисса полумаксимумов или точек перегиба (может быть взята суммарная или отдельно для левой и правой ветви кривых).
 Для одного и того же тела она сохраняется при измерении аномалии ΔT на более высоких уровнях:

$$h = kx;$$

$$h + a = k(x + m);$$

$$h + 2a = k(x + 2m);$$

$$h + 3a = k(x + 3m),$$

где a — разность уровней измерений;
 m — приращение абсциссы половины амплитудного значения аномалии ΔT .

Можно также записать, что

$$k = \frac{h}{x} = \frac{h + a}{x + m} = \frac{h + 2a}{x + 2m} = \dots$$

Решая это уравнение почленно, получим $\frac{h}{x} = \frac{a}{m}$. Поскольку $k = \frac{h}{x}$, найдем

$$k = \frac{a}{m}.$$

Ниже показано, что коэффициенты $k(k_z, k^c, k^o)$ зависят от формы намагниченного тела, угла наклона намагничивающего поля и магнитного азимута профиля наблюдений или простираения тела. Следовательно, при известных угле нормального магнитного наклонения и азимуте простираения профиля, тела, коэффициенты k_z, k^c, k^o будут характеризовать форму намагниченного объекта, которую можно оценить с помощью прилагаемых номограмм.

Аномалии ΔT от трехмерных и двумерных тел. При косом намагничении, то есть при произвольном расположении вектора интенсивности намагничивания по отношению к осям координат, предполагается, что тело намагничивается однородно [3, 4, 6, 8]. Это справедливо при условиях: тела ограничены поверхностями второго порядка, а вектор интенсивности намагничивания мал, так что коэффициентами размагничивания по всем трем осям можно пренебречь [3, 6, 8].

Аномалии Z -и H -составляющих при косом намагничении тел в виде сжатых эллипсоидов и эллиптических цилиндров исследованы И. М. Бахуриным [7], а аномалии ΔT от простых форм тел — другими авторами [5, 8, 11, 12, 13, 14].

Залежь в виде шара. Для трехмерного тела, например, для залежи в виде шара, намагниченного магнитным полем под углом i_0 к горизонту, аномальный магнитный потенциал можно представить в форме

$$V = M \frac{h \sin i_0 + x \cos i_0 \cdot \cos \beta}{(x^2 + y^2 + h^2)^{3/2}}, \quad (1)$$

где V — магнитный потенциал тела, вызывающего магнитную аномалию;
 M — магнитный момент;
 i_0 — угол нормального наклонения;
 β — магнитный азимут профиля наблюдений.

При определенных условиях [8, 13] значение ΔT можно представить в виде производной полного вектора магнитного поля по направлению нормального магнитного поля земли, или

$$\Delta T_k = -\frac{dV}{dt_0} = -\left[\frac{\partial V}{\partial x} \cdot \frac{dx}{dt_0} + \frac{\partial V}{\partial y} \cdot \frac{dy}{dt_0} + \frac{\partial V}{\partial h} \cdot \frac{dh}{dt_0} \right],$$

где t_0 — единичный вектор в направлении нормального поля земли;
 x — ось абсцисс, положительное направление которой выбрано в первой четверти.

Для профиля, направленного вдоль оси x и пройденного через эпицентр аномалии ΔT ($y=0$),

$$-\frac{\partial V}{\partial h} = M \frac{2h^2 - x^2}{(h^2 + x^2)^{5/2}} \sin i_0 + M \frac{-3hx}{(h^2 + x^2)^{5/2}} \cdot \cos i_0 \cdot \cos \beta = Z_k;$$

$$-\frac{\partial V}{\partial x} = -M \frac{h^2 - 2x^2}{(h^2 + x^2)^{5/2}} \cos i_0 \cdot \cos \beta + M \frac{-3hx}{(h^2 + x^2)^{5/2}} \sin i_0 = H_k,$$

где Z_k и H_k — значения вертикальной и горизонтальной составляющих магнитного поля при косом намагничении¹.

Так как $\frac{dh}{dt_0} = \cos(h, t_0) = \sin i_0$;

$$\frac{dx}{dt_0} = \cos(x, t_0) = \cos i_0 \cdot \cos \beta,$$

то

$$\Delta T_k = Z_k \cdot \sin i_0 + H_k \cdot \cos i_0 \cdot \cos \beta = \sin i_0 [Z_k + a \cdot H_k], \quad (2)$$

где

$$a = \operatorname{ctg} i_0 \cdot \cos \beta.$$

В развернутом виде

$$\Delta T_k = M \frac{2h^2 - x^2}{(h^2 + x^2)^{5/2}} \sin^2 i_0 + M \frac{-6hx}{(h^2 + x^2)^{5/2}} \cdot \cos i_0 \cdot \sin i_0 \cdot \cos \beta - M \frac{h^2 - 2x^2}{(h^2 + x^2)^{5/2}} \cdot \cos^2 i_0 \cdot \cos^2 \beta. \quad (2')$$

Таким образом, окончательно

$$\Delta T_k = \sin i_0 [Z_n - a^2 Z'_n + 2a H_n], \quad (3)$$

где

$$Z_n = M_{z_0} \frac{2h^2 - x^2}{(h^2 + x^2)^{5/2}};$$

$$Z'_n = M_{z_0} \frac{h^2 - 2x^2}{(h^2 + x^2)^{5/2}};$$

$$H_n = M_{z_0} \frac{-3hx}{(h^2 + x^2)^{5/2}};$$

$$M_{z_0} = M \cdot \sin i_0;$$

¹ В работе [3] на стр. 77 в формуле для H_k вкралась ошибка.

Z_v и H_v — значения вертикальной и горизонтальной составляющих магнитного поля при вертикальном намагничивании.

Кривые ΔT , вычисленные по этой формуле, даны на рис. 1, А.

В частном случае, когда аномалия пересекается профилем в широтном направлении ($\beta = 90^\circ$; $a = 0$; $i_0 \neq 0$), имеем вертикальное намагничивание тела

$$\Delta T = \sin i_0 \cdot Z_v. \quad (4)^1$$

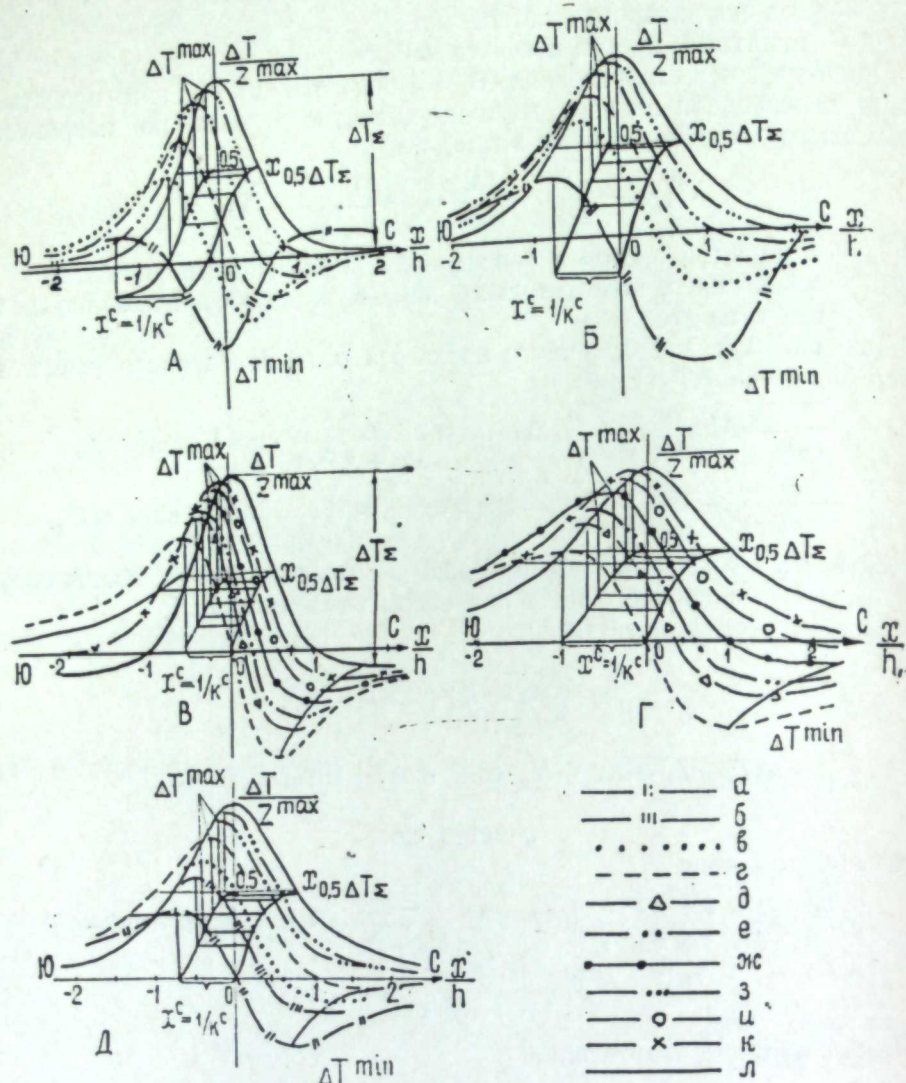


Рис. 1. Кривые ΔT при косом намагничивании.

А — залежь в виде шара; Б — двухполюсный схематический магнит при $\frac{l}{h} = 2$, наклоненный по направлению намагничивающего поля; В — горизонтальный цилиндр; Г — тонкий пласт; Д — однополюсная аномалия; значения угла нормального наклона: а — 0° ; б — 20° ; в — 30° ; г — 45° ; д — 55° ; е — 60° ; ж — $67,5^\circ$; з — 70° ; и — 75° ; к — 80° ; л — 90° .

Двухполюсный схематический магнит. Для залежи в виде штока конечной длины l , наклоненного по направлению намагничивающего

поля, вертикальная и горизонтальная составляющие магнитного поля могут быть записаны в следующей форме [9]:

$$Z = m \left[\frac{h}{(h^2 + x^2)^{3/2}} - \frac{h_1}{(h_1^2 + x_1^2)^{3/2}} \right];$$

$$H = m \left[\frac{x}{(h^2 + x^2)^{3/2}} - \frac{x_1}{(h_1^2 + x_1^2)^{3/2}} \right],$$

где

$$h_1 = h + l \cdot \sin i_0;$$

$$x_1 = x - l \cdot \cos i_0 \quad (\text{рис. 2}).$$

Согласно формуле $\Delta T_k = \sin i_0 [Z_k + a H_k]$, имеем

$$\Delta T = m \cdot \sin i_0 \left\{ \frac{h}{(h^2 + x^2)^{3/2}} - \frac{h_1}{(h_1^2 + x_1^2)^{3/2}} + a \left[\frac{x}{(h^2 + x^2)^{3/2}} - \frac{x_1}{(h_1^2 + x_1^2)^{3/2}} \right] \right\}.$$

Кривые, рассчитанные по этой формуле, для случая $\frac{l}{h} = 2$ представлены на рис. 1, Б.

Двухмерное тело. Для двухмерных тел при косом намагничивании показано [4, 8], что

$$Z_k = I_x \cdot V_{xz} - I_z \cdot V_{\Delta};$$

$$H_k = I_x \cdot V_{\Delta} + I_z \cdot V_{xz},$$

где

$$V_{\Delta} = -\frac{Z_v}{I_z}$$

$$V_{xz} = +\frac{H_v}{I_z}$$

или

$$\begin{cases} Z_k = Z_v + H_v \cdot \operatorname{ctg} \alpha \\ H_k = H_v - Z_v \cdot \operatorname{ctg} \alpha \end{cases} \quad (5)$$

Z_k и H_k — значения вертикальной и горизонтальной составляющих магнитного поля при косом намагничивании;

Z_v и H_v — то же, при вертикальном намагничивании;

α — угол между горизонтальной плоскостью и проекцией вектора нормального поля, намагничивающего тело, на плоскость, перпендикулярную к простиранию тела;

I_x, I_z — интенсивности намагничивания по осям.

Через азимут простирания тела Az_r (рис. 3) и угол нормального наклона i_0 выразим значение α :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\operatorname{tg} i_0}{\sin Az_r} \quad \text{или} \quad \operatorname{ctg} \alpha = \operatorname{ctg} i_0 \cdot \sin Az_r = n.$$

Тогда формула (5) запишется

$$Z_k = Z_v + n \cdot H_v; \quad H_k = H_v - n \cdot Z_v. \quad (6)$$

Для случая, когда простирание тела совпадает с плоскостью намагничивающего поля ($Az_r = 0$; $n = 0$; $\alpha = 90^\circ$), имеем вертикальное намагничивание

$$\begin{cases} Z_k = Z_v \\ H_k = H_v \end{cases} \quad (7)$$

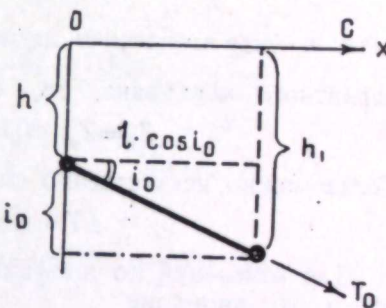


Рис. 2. Двухполюсный схематический магнит, наклоненный по направлению намагничивающего поля.

¹ Исходя из формулы (4), нельзя согласиться с формулой (31) в работе [8] для ΔT при вертикальном намагничивании.

Аномалия ΔT от двухмерного тела при косом намагничении согласно формуле (2) получит вид

$$\Delta T_k = \sin i_0 \{Z_b (1 - a \cdot n) + (a + n) \cdot H_b\}$$

или

$$\Delta T_k = \sin i_0 (1 - a \cdot n) \{Z_b + p \cdot H_b\}, \quad (8)$$

где

$$p = \frac{a + n}{1 - a \cdot n} = \frac{\operatorname{ctg} i_0 (\cos \beta + \sin A_{3T})}{1 - \operatorname{ctg}^2 i_0 \cdot \cos \beta \cdot \sin A_{3T}}.$$

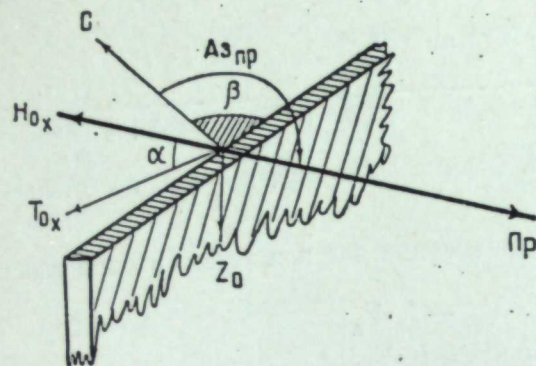


Рис. 3. Косое намагничение двухмерного тела.

магнитного меридиана, то, согласно формуле (7),

$$Z_k = Z_b; H_k = H_b \text{ и } p = a = \operatorname{ctg} i_0 \cdot \cos \beta.$$

Тогда можно искусственно составить выражение

$$\Delta T = \sin i_0 \cdot Z_b + H_b \cdot \cos i_0 \cdot \cos \beta. \quad (9)^1$$

Для измерений по профилю, проведенных вкrest простирания тела ($a = n = 0$), аномалия

$$\Delta T = \sin i_0 \cdot Z_b. \quad (10)$$

При широтном простирании тела ($\alpha = i_0$; $n = \operatorname{ctg} \alpha$) и меридиональном профиле измерения ($a = \operatorname{ctg} i_0$) влияние косоного намагничения наибольшее

$$\Delta T_k = \sin i_0 (1 - \operatorname{ctg}^2 i_0) [Z_b + (-\operatorname{tg} 2i_0) \cdot H_b]. \quad (11)$$

Интерпретация аномалий по абсциссам половины амплитудного значения ΔT . Из выражения (8) для аномалии от двухмерных тел при косом намагничении

$$\Delta T_k = \sin i_0 (1 - a \cdot n) [Z_b + p \cdot H_b]$$

видно, что величина $\sin i_0 (1 - a \cdot n)$ не изменяет формы кривой ΔT , а влияет только на ее вертикальный масштаб. Для известной формы тела вид кривой ΔT определяется, в основном, значениями величин Z_b , H_b и p .

Покажем на теоретическом примере вычисление абсцисс половины амплитудного значения аномалии ΔT от тела в виде достаточно тонкого ($2b \leq 5h$) вертикального пласта бесконечного простирания и распространения в глубину.

¹ В работе [8] кривые ΔT на рис. 18, 19, 20, 22, видимо, справедливы только для формулы (9) данной статьи.

Запишем вертикальную и горизонтальную составляющие магнитного поля для пласта при отвесном намагничении [3]:

$$Z_b = 2I_z \operatorname{arctg} \frac{2bh}{h^2 + x^2 - b^2} \approx 2I_z \cdot 2b \frac{h}{h^2 + x^2};$$

$$H_b = I_z \ln \frac{h^2 + (x - b)^2}{h^2 + (x + b)^2} \approx 2I_z \cdot 2b \frac{x}{h^2 + x^2}.$$

Следовательно, если профиль измерения пройден вкrest простирания тела ($p = -\operatorname{tg} 2\alpha$), то, согласно формуле (11),

$$\Delta T_k = 2I_z \cdot 2b \cdot \sin i_0 \cdot \frac{h - px}{h^2 + x^2}.$$

Из уравнения $\frac{\partial(\Delta T)}{\partial x} = 0$ найдем абсциссы экстремумов значений ΔT

$$\left. \begin{aligned} x^{max} &= \frac{h}{p} (1 - d); \\ x^{min} &= \frac{h}{p} (1 + d) \end{aligned} \right\}, \quad (12)$$

где $d = \sqrt{1 + p^2}$.

Значение амплитудной («суммарной») величины аномалии ΔT_z можно представить в следующем виде:

$$\Delta T_z = |\Delta T^{max}| + |\Delta T^{min}|,$$

где

$$\Delta T^{max} = \frac{4I \cdot b \cdot \sin i_0}{h^2/p^2 \cdot 2d(d-1)} [h - (1-d)h] = 4I \cdot b \cdot \sin i_0 \cdot \frac{p^2}{2(d-1)h}$$

$$\Delta T^{min} = \frac{-4I \cdot b \cdot \sin i_0}{h^2/p^2 \cdot 2d(d+1)} [h - (1+d)h] = 4I \cdot b \cdot \sin i_0 \cdot \frac{-p^2}{2(d+1)h}.$$

Из выражения

$$\Delta T = \frac{1}{2} [|\Delta T^{max}| + |\Delta T^{min}|] - |\Delta T^{min}| = \frac{1}{2} (\Delta T^{max} - \Delta T^{min})$$

абсциссы половины амплитудного значения аномалии ΔT_z определяются уравнением:

$$x_{0,5\Delta T_z}^2 + 2p \cdot h \cdot x_{0,5\Delta T_z} - h^2 = 0.$$

Таким образом,

$$x_{0,5\Delta T_z} = h(-p \pm d). \quad (13)$$

Рассмотрим пример вычисления коэффициентов k_x , k^c , k^y (рис. 4, 5), если дано двухмерное тело, простирание широтно (то есть $\beta = 0$, $A_{3T} = 90^\circ$, $\alpha = i_0$ и $n = \operatorname{ctg} i_0$). Для упрощения вычислений положим угол наклона i_0 равным $67,5^\circ$ или $-22,5^\circ$, при которых $p = 1$. Если измеряемый профиль проложен вкrest простирания тела, то есть меридионально, то по формуле (13) величина абсцисс половины амплитудного значения аномалии ΔT вдоль профиля в северном (x^c) и южном (x^y) направлениях определится величинами

$$x_{0,5\Delta T_z}^c = 0,41h; x_{0,5\Delta T_z}^y = -2,41h.$$

После определения абсцисс половины амплитудного значения аномалии ΔT_z , начало координат перенесем в точку максимального значения ΔT , для которой, согласно формуле (12),

$$x^{max} = -0,41h.$$

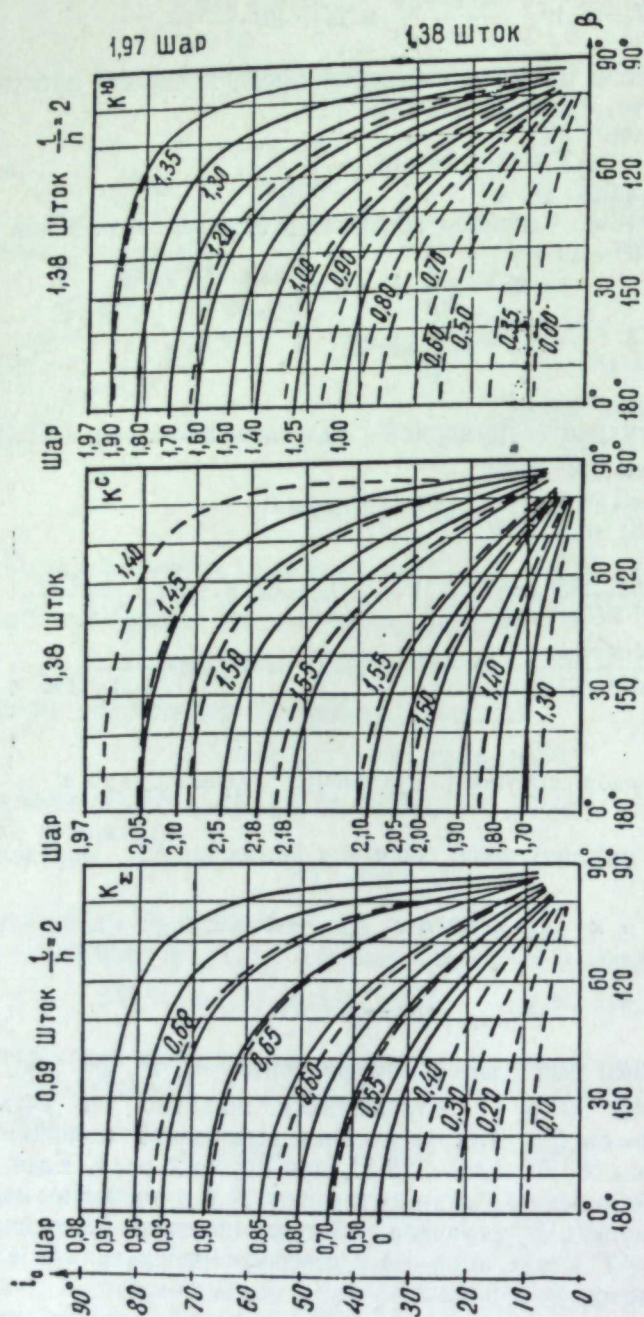


Рис. 4. Номограмма коэффициентов K_z , K^c и K^0 для абсцисс половины ΔT_z при косом намагничивании

$$\left(k = \frac{1}{x \cdot 0,5 \Delta T_z} \right).$$

Изометричная аномалия.

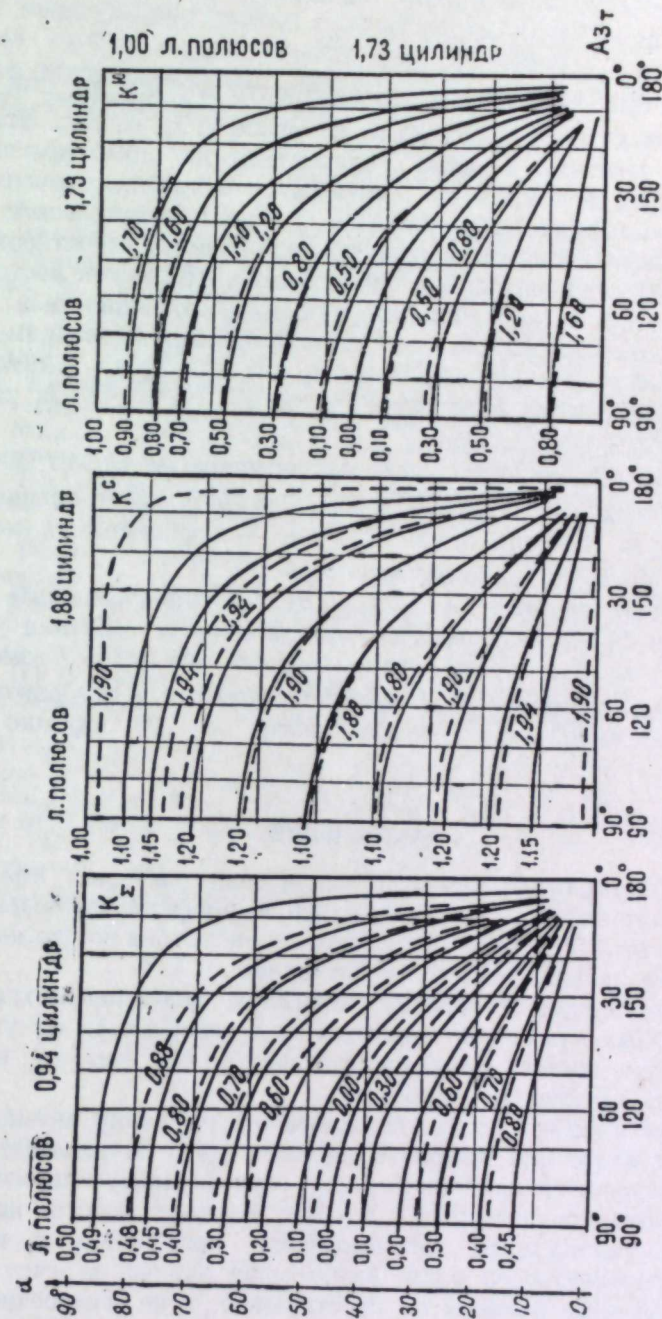


Рис. 5. То же, что на рис. 4. Вытянутая аномалия.

Следовательно, значения абсцисс половины амплитудной величины аномалии ΔT_z , отсчитываемые от перпендикуляра, опущенного вниз из точки максимума ΔT , будут равны: $x^c = 0,82h$; $x^o = -2h$; $|x_z| = 2,82h$. Отсюда $h = \frac{x^c}{0,82} = k^c \cdot x^c$; $h = \frac{x^o}{2} = k^o \cdot x^o$; $h = \frac{|x_z|}{2,82} = k_z |x_z|$, где $k^c = 1,22$; $k^o = 0,5$; $k_z = 0,35$ (рис. 4).

Аналогично были рассчитаны коэффициенты k^c , k^o , k_z для трехмерных и двухмерных тел в зависимости от углов β , i_0 , α , Az_z . Эти коэффициенты в виде семейства кривых представлены на номограммах рис. 4; для изометричных аномалий по оси абсцисс отложены значения β (магнитный азимут профиля наблюдений) и i_0 (угол нормального наклона); для вытянутых аномалий нанесены Az_z (азимут простирания тела) и α (угол между горизонтальной плоскостью и проекцией вектора намагничивания на плоскость, перпендикулярную к простиранию тела).

Если форма вертикального сечения тела неизвестна (например, шток-шар), то с номограммы при известных i_0 и β или α , Az_z снимаются два значения коэффициентов. Например, при $i_0 = 70^\circ$ и $\beta = 45^\circ$ k_z равно 0,68 (для штока) и 0,93 (для шара).

При наличии повысочных кривых ΔT значение k_z может быть получено способом, описанным в начале статьи. Таким образом, оценивается форма вертикального сечения тела; значение коэффициента k_z может быть взято однозначно с достаточной точностью.

Следовательно, глубину до рудного тела можно вычислить путем умножения значений абсцисс половины амплитудного значения ΔT вдоль профиля на k^c , k^o и k_z . Для аэромагнитных аномалий, измеренных в южном полушарии, кривые ΔT являются зеркальным отображением относительно вертикальной оси, а коэффициенты k^c , k^o взаимно меняются местами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Способ интерпретации аномалий по величине абсцисс половины амплитудного значения ΔT , измеренных вдоль профиля, свободен от влияния на результаты интерпретации положения уровня нормального поля, если последнее на участке съемки постоянно.

Определение формы и глубины залегания возмущающихся объектов по асимметричным кривым ΔT проводятся в зависимости от угла магнитного наклона вектора намагничивающего поля, азимута простирания тела и азимута пройденного профиля.

Наибольшее влияние косоуго намагничивания на форму аномальной кривой ΔT имеет место для профилей, пройденных в направлении проекции вектора интенсивности намагничивания на горизонтальную плоскость.

С увеличением размера тела в глубину влияние косоуго намагничивания на кривые ΔT уменьшается. Для профилей, пройденных в направлении вектора намагничивающего поля, наибольшая ошибка за счет того, что тело имеет конечные размеры по простиранию, а не бесконечные, составляет для тел группы шар — горизонтальный цилиндр $\pm 2\%$ от значения глубины до центра (в понятие глубины включается и высота полета). Таким образом, для тел, ограниченных в глубину, размеры по простиранию практически не влияют на результаты определения глубин по предлагаемому способу.

Для тел группы однополюсный схематический магнит — тонкий верти-

кальный пласт наибольшая ошибка за конечные размеры этих тел по простиранию составляет $\pm 15\%$ от глубины их залегания.

Следует отметить, что прямое намагничение можно рассматривать только как частный случай косоуго. У трехмерных и двухмерных тел меридионального простирания отвесное намагничение возможно при индукционном намагничении только для профилей, пройденных в широтном направлении. Замена косоуго намагничивания тел отвесным обуславливает значительное увеличение определяемых глубин до объектов возмущения, особенно при аэромагнитных съемках в средних широтах.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. М. Никифоров. Физические основания гравитационного метода горной разведки. Изв. Ин-та прикладной геофизики, вып. 2, Л., 1926.
2. Л. Д. Берсудский, А. А. Логачев, О. Ю. Солодухо. Курс магниторазведки. М., Гостоптехиздат, 1940.
3. А. А. Логачев. Курс магниторазведки. М., Госгеолтехиздат, 1955.
4. А. П. Казанский. Об определении элементов залегания полезного ископаемого по данным гравиметрии. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 2, 3, 1938.
5. Ю. М. Гусев. К вопросу о методике интерпретации несимметричных аномалий ΔT . «Геология и геофизика», № 8, 1960 (Сиб. отд. АН СССР).
6. Д. С. Миков. Расчет магнитных аномалий. «Информационный сборник по земному магнетизму и электричеству», № 4, Гидрометеониздат, 1937.
7. И. М. Бахурин. Магнитное поле тел правильной формы с точки зрения магнитометрии. Изв. Ин-та прикладной геофизики, вып. 2, Л., 1926; вып. 3, Л., 1927; вып. 4, Л., 1928.
8. Ю. П. Тафеев. О расчетах магнитного поля ΔT . Геофизическая разведка рудных месторождений. М., Госгеолиздат, 1953.
9. Б. М. Яновский. Земной магнетизм. М., Гостехиздат, 1953.
10. Г. Г. Орлов. К вопросу о методике интерпретации несимметричных аномалий ΔT (см. ст. в наст. сб.).
11. И. М. Пудовкин. Способ приближенной оценки элементов залегания магнитных возмущающих тел. Сб. «Прикладная геофизика», вып. 16. М., Гостоптехиздат, 1957.
12. R. C. Henderson and I. Zietz. Analysis of total magnetic-intensity anomalies produced by point and line sources. «Geophysics», v. 13, No. 3, 1948.
13. D. S. Hughes and W. L. Pondrom. Computation of Vertical magnetic anomalies from total magnetic field measurements. Trans. Amer. Geoph. Un., v. 28, No. 2, 1947.
14. D. W. Smellie. Elementary approximations in aeromagnetic interpretation. «Geophysics», v. 21, No. 4, 1956.

И. Ф. ТАВРИН

К МЕТОДИКЕ КАРТИРОВАНИЯ СЛАБОМАГНИТНЫХ УЛЬТРАОСНОВНЫХ ПОРОД ПО ГЕОФИЗИЧЕСКИМ ДАННЫМ

(на примере Байгускаровского ультраосновного массива на Южном Урале)

Показано, что слабомагнитные измененные гипербазиты и вулканогенно-осадочные породы могут быть разделены по материалам комплексных геофизических и геохимических съемок (магнитометрия, электрострометрия, металлометрия). Даются рекомендации по проведению полевых работ и интерпретации.

В последние годы на Южном Урале открыты сульфидные медно-никель-кобальтовые месторождения, приуроченные к ультраосновным массивам. В связи с этим, в большом объеме стали проводиться геологические и геофизические работы. В процессе интерпретации результатов геофизических съемок возникли затруднения при прослеживании контактов серпентинитов и вулканогенных пород, а также оконтуривания зон, в пределах которых развиты измененные ультрабазиты (гидротермально-измененные серпентиниты и тальково-карбонатные породы). При существующей методике полевых наблюдений и интерпретации данных магнитометрии разделить измененные гипербазиты и вулканогенно-осадочные породы затруднительно, так как значение ΔZ над ними одинаково. Иногда и над собственно серпентинитами наблюдаются относительно пониженные магнитные поля вследствие обратного намагничивания пород. Просмотр многочисленных отчетов по магнитной съемке ультрабазитовых массивов Урала показал: как правило, зоны относительно пониженных значений ΔZ в пределах массивов геологически не объясняются. В то время как правильная геологическая интерпретация магнитного поля важна как для решения геологических структурных задач, так и для поисков месторождений.

Для решения этого вопроса были детально изучены физические свойства пород Байгускаровского ультраосновного массива и проанализирован фактический материал ранее проведенных геофизических и геологических исследований. В изучении фактического геологического материала и петрографическом определении пород большую помощь оказал старший геолог Переволочанской геологоразведочной партии В. И. Гордица, которому автор выражает благодарность.

Байгускаровский массив лежит в западной полосе ультрабазитовых интрузий, которая примыкает к метаморфическим сланцам Урал-Тау. К этой полосе принадлежат Халиловский, Ишкининский и Присакмарский массивы. Байгускаровский ультраосновной массив на востоке граничит с вулканогенными породами сакмарской свиты, а на западе — с метаморфическими слан-

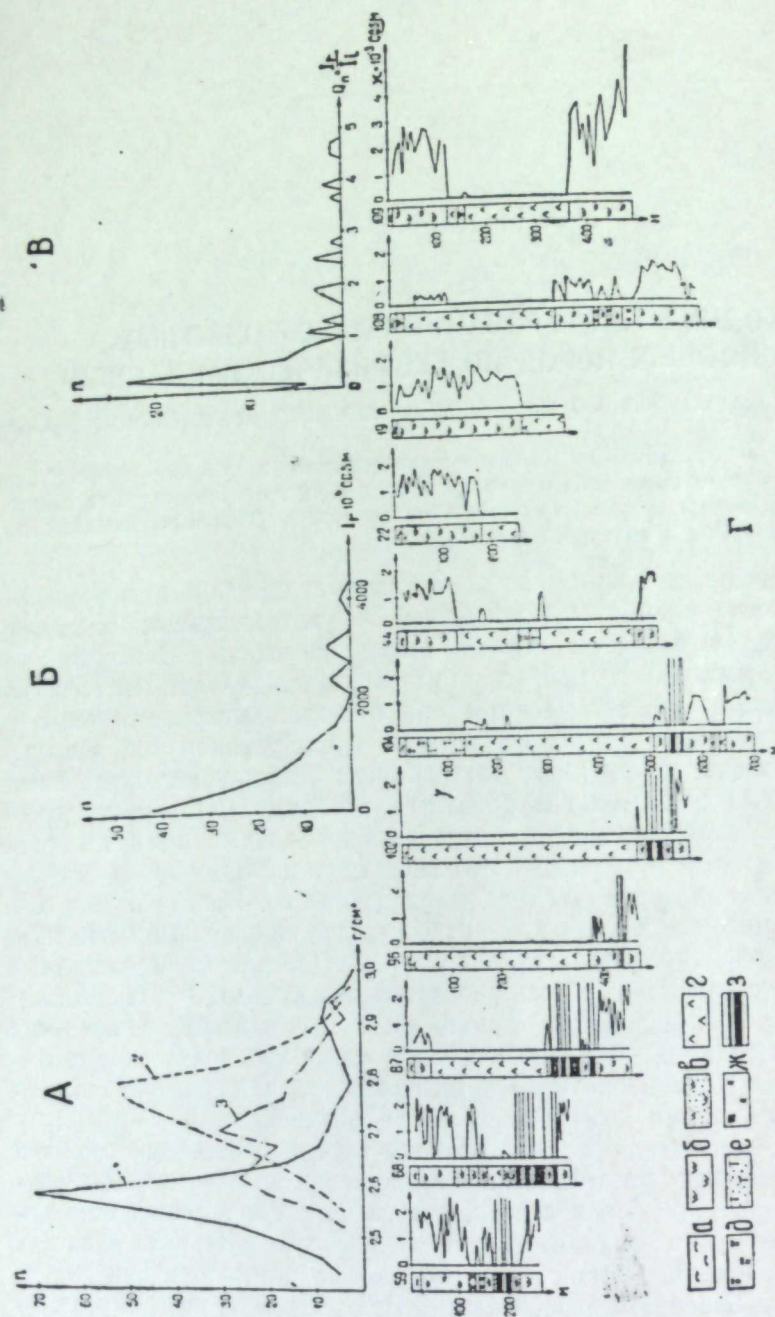


Рис. 1. Вариационные кривые плотности, отношения Q_n и кривые магнитной восприимчивости по скважинам.

A — вариационные кривые плотности пород;
 I — серпентиниты, 2 — диабазы, диабазовые порфириты, 3 — метаморфические сланцы;
 B — вариационная кривая отношения Q_n ; Γ — кривые магнитной восприимчивости по скважинам;
 α — тальконо-карбонатные породы; δ — диабазы; ∂ — туфиты; ϵ — туфопесчанники;
 ϕ — рыхлые отложения; ϕ — серпентиниты; ϕ — габбро; ϕ — руды.

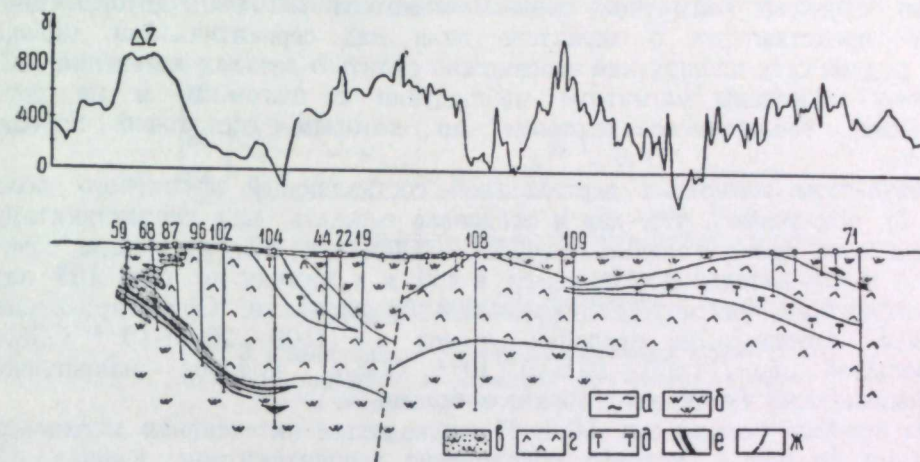


Рис. 2. Схематический геологический разрез (составлен геологами Н. И. Шкатовым и В. И. Гордицей) и кривая ΔZ .

a — рыхлые отложения; *b* — серпентиниты; *a* — тальково-карбонатные породы; *e* — диабазы; *d* — туффы; *e* — руды; ж — тектоническое нарушение.

цами Урал-Тау. По современным представлениям, часть серпентинитов Байгускаровского массива залегает согласно с вулканогенными породами в виде межпластовых интрузий, другая часть прорывает вулканогенные породы. Рудные тела располагаются вблизи контакта серпентинитов и основных эффузивов, где с наибольшей интенсивностью выражено брекчирование, смятие и дробление пород. В этих же зонах наблюдается гидротермальное изменение пород: оталькование, карбонатизация, хлоритизация и т. д. [1]. Из результатов многочисленных определений магнитной восприимчивости керна скважин, примером которых являются данные по широтному профилю через Ивановское месторождение (рис. 1, Г; рис. 2), вытекают следующие выводы.

Диабазы надрудной толщи практически немагнитны; изредка встречаются отдельные прослойки небольшой мощности, магнитная восприимчивость которых повышается до $(200 \div 400) \cdot 10^{-6}$ CGSM. Серпентиниты, напротив,

являются сильномагнитными породами, с магнитной восприимчивостью $(2000 \div 4000) \cdot 10^{-6}$ CGSM, а в отдельных случаях $\times$ больше $10\,000 \cdot 10^{-6}$ CGSM. Магнитная восприимчивость измененных гипербазитов $(0 \div 200) \cdot 10^{-6}$ CGSM, редко больше (рис. 1, Г, скв. 59, 68, 87, 96, 102, 104). Между серпентинитами и тальково-карбонатными породами существуют переходные разности, магнитная восприимчивость которых составляет $(200 \div 2000) \cdot 10^{-6}$ CGSM.

При интерпретации аномалий ΔZ над серпентинитами необходимо также учитывать величину и направление вектора остаточного намагничивания. На рис. 1, Б приведены результаты определения I_r для ориентированных образцов серпентинитов из окрестностей Ивановского месторождения: I_r принимает значения $(0 \div 2000) \cdot 10^{-6}$ CGSM, иногда большие. Направление вектора I_r изменяется в широких пределах и часто противоположно вектору I_i . По данным измерений подсчитано отношение $Q_n = \frac{I_r}{I_i}$. По вариаци-

Образцы метаморфических сланцев из обнажений и керна скважин практически немагнитны.

Кривые магнитной восприимчивости серпентинитов имеют сложный «пилообразный» характер (рис. 1, Г). Естественно предположить, что по-

добный вид имеют кривые χ и в горизонтальной плоскости. Следовательно, в силу пропорциональности между χ и ΔZ над этими породами, выходящими на дневную поверхность или перекрытыми наносами небольшой мощности, кривые ΔZ будут иметь сложный, резко переменный характер. Наоборот, над диабазами и метаморфическими породами должны наблюдаться сравнительно спокойные магнитные поля. Гидротермально-измененные серпентиниты и тальково-карбонатные породы слабомагнитны, но среди них часто встречаются небольшие прослойки сильномагнитных серпентинитов, поэтому характер магнитного поля над этими породами сложнее, чем над вулканогенно-осадочными. Расчеты показывают, что различие характера магнитного поля над измененными гипербазитами и вулканогенно-осадочными породами уверенно устанавливается, если мощность рыхлых образований не превышает 10 м. В настоящее время весь Байгускаровский массив перекрыт магнитной съемкой масштаба 1:10 000, которая дает массовое представление о характере поля над серпентинитами, однако из-за редкой сети наблюдений невозможно судить о деталях изменения ΔZ . Поэтому проведены магнитные наблюдения с шагом 10 м на двух профилях, геологическое строение по которым достаточно хорошо изучено.

Результаты измерения вертикальной составляющей магнитного поля (рис. 2) показывают, что, как и следовало ожидать, над серпентинитами наблюдаются положительные магнитные аномалии ΔZ , но иногда отмечаются и отрицательные. Например, в 400 м к востоку от скв. 109 над серпентинитами фиксируется отрицательная аномалия. Ориентированные образцы, взятые в ее пределах, имеют $\chi = (1500 \div 2000) \cdot 10^{-6}$ CGSM и большое $I_r = (14\,200 \div 22\,500) \times 10^{-6}$ CGSM, которое направлено противоположно I_i ; Q_n этих образцов больше 4.

На профиле между скв. 59 и 87 наблюдается интенсивная магнитная аномалия до 850 γ , которая обусловлена серпентинитами. Кривая ΔZ в этой части профиля имеет сравнительно плавный вид, так как серпентиниты перекрыты немагнитными наносами мощностью 15—20 м. Уменьшение интенсивности поля к западу объясняется приближением к поверхности зоны гидротермально-измененных серпентинитов и тальково-карбонатных пород. В районе скв. 87 и 104 отмечаются вулканогенные породы, магнитное поле над которыми относительно пониженное и спокойное. Далее на восток снова прослеживаются серпентиниты, перекрытые наносами мощностью 1—2 м. Кривая ΔZ над этими породами имеет сложный «пилообразный» характер.

На профиле, который расположен к северу от описанного (рис. 3) над серпентинитами наблюдаются интенсивные аномалии ΔZ , причем в западной части профиля, где серпентиниты перекрыты немагнитными наносами мощностью около 20 м, ΔZ имеет относительно плавный вид. Над диабазами и диабазовыми порфиритами магнитное поле исключительно спокойно. Значение ΔZ над указанными породами на 200—250 γ выше, чем над метаморфическими сланцами Урал-Тау.

Приведенные выше фактические материалы подтверждают ранее сделанные предположения о характере поля над различными породами. Исходя из этого, выделение тальково-карбонатных пород и гидротермально-измененных серпентинитов проводится в два этапа. Вначале при помощи магнитной съемки М1:10 000 (не мельче) выделяют зоны пониженных значений ΔZ , которые могут быть обусловлены вулканогенно-осадочными породами, измененными гипербазитами и, реже, серпентинитами с обратным намагничиванием. Чтобы разделить эти породы, нужно знать в деталях характер магнитного поля в пределах зон пониженных значений ΔZ .

Для этого следует проходить дополнительные интерпретационные профили, на которых шаг наблюдений уменьшают до 5—10 м. Но при мощности наносов более 20 м, даже над сильномагнитными серпентинитами, резко переменный характер магнитного поля сглаживается. В этом случае для более уверенного разделения пород необходимо привлекать другие методы геофизики, возможности которых рассмотрим ниже.

Вариационные кривые 1, 2, 3 плотности серпентинитов, диабазов и метаморфических сланцев (см. рис. 1, А) показывают, что наиболее вероятная плотность серпентинитов на 0,2 г/см³ меньше плотности диабазов. По расчетам, при таком различии плотностей в западной части профиля (скв. 68, 87, см. рис. 2) можно ожидать уменьшение значений силы тяжести над серпентинитами по отношению к интенсивности поля над диабазами на 1,7 мЛг. Прогиб в кровле диабазов, который заполнен серпентинитами в районе скв. 109, вызывает уменьшение значений силы тяжести на 0,9 мЛг. Очевидно, что по данным высокоточной гравиметровой съемки можно

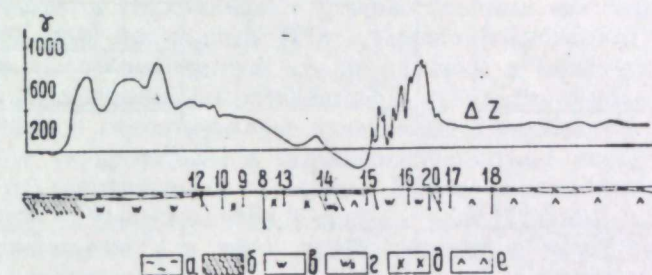


Рис. 3. Схематический геологический разрез и кривая ΔZ . а — рыхлые отложения; б — метаморфические сланцы; в — серпентиниты; г — пироксениты; д — габбро; е — диабазы.

будет прослеживать контакты серпентинитов и диабазов. На вариационной кривой 1 (см. рис. 1, А) прослеживается еще один слабый максимум, соответствующий 2,93—2,95 г/см³, который соответствует тальково-карбонатным породам с магнезитом. На Ивановском месторождении тальково-карбонатные породы слагают тела, подбные наклонным пластам с горизонтальной мощностью 50—60 м и длиной по падению 300—400 м (геологические данные). Расчеты показывают, что над такими телами должны наблюдаться аномалии в 0,2—0,3 мЛг по отношению к интенсивности поля над диабазами. Таким образом, при помощи гравиметрии выделение зон измененных гипербазитов при современном состоянии техники затруднительно.

Контакт серпентинитов и метаморфических сланцев будет прослеживаться по данным гравиметровой съемки лишь в том случае, если серпентиниты залегают в контакте с более плотными хлоритовыми и кремнистыми сланцами. Невозможно будет проследить контакт, если серпентиниты контактируют с кварцевыми, графитовыми и кварцево-слюдистыми сланцами, вследствие равенства плотностей.

Как показали результаты маршрутных работ 1957 г. [2], гравиметровую съемку целесообразно применять для выяснения глубинного геологического строения массива.

Удельное электрическое сопротивление пород изучалось по данным бокового каротажного зондирования и материалам электрокаротажа (по скважинам Ивановского и Дергамышского месторождений). Удельное электрическое сопротивление серпентинитов и брекчий серпентинитов 4—240 ом·м; средневзвешенное значение удельного электрического сопротивления, по

данным ряда скважин, 48 ом·м. Сравнительно низкое удельное электрическое сопротивление серпентинитов обусловлено высокой минерализацией вод, заполняющих обильно развитые микро- и макротрещины. Удельное электрическое сопротивление тальково-карбонатных пород 800—2000, а диабазовых порфиритов 600—1000 ом·м.

Различия геоэлектрического строения разрезов, сложенных серпентинитами или вулканогенно-осадочными породами, судя по многочисленным материалам, уверенно фиксируются при вертикальном электроразведывании. Для примера представлены типичные кривые ВЭЗ и вертикальные разрезы

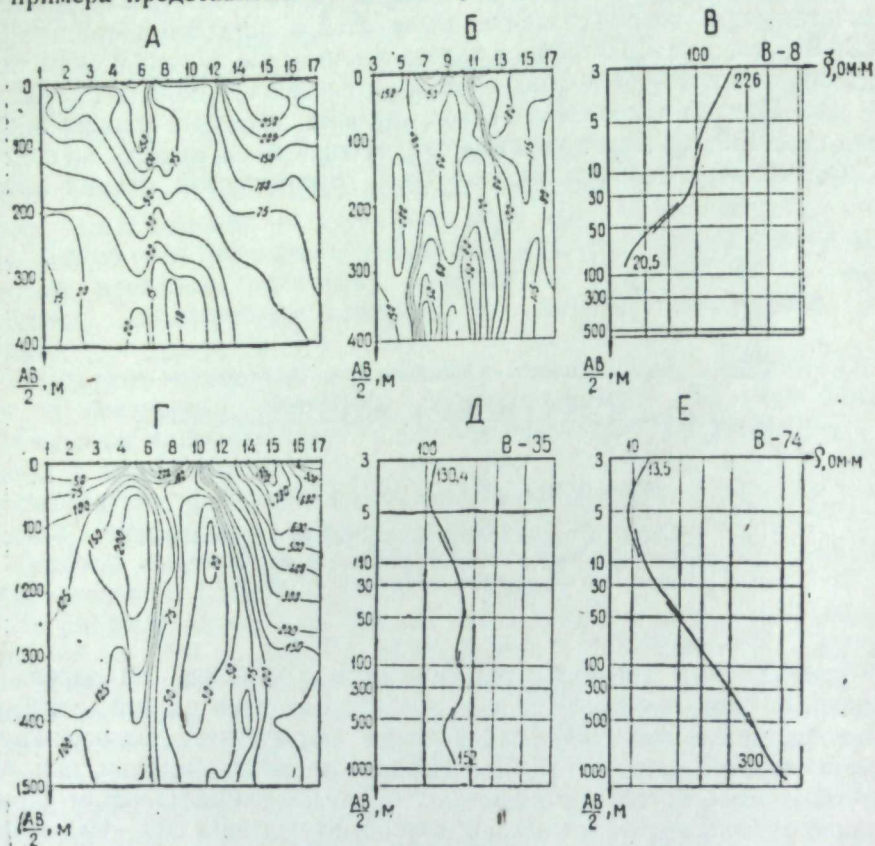


Рис. 4. Вертикальные разрезы кажущихся сопротивлений и кривые вертикальных зондирования.
А, Б, Г — карты вертикальных сопротивлений; В, Д, Е — кривые ВЭЗ.

кажущихся сопротивлений (рис. 4). Над основными эффузивами наблюдаются кривые ВЭЗ типа НА (рис. 4, Е). На малых разностях питающей линии кажущееся сопротивление вначале уменьшается, а с увеличением разностей начинает расти и достигает 300 ом·м (при $AB=4000$ м). Понижение кажущегося сопротивления при небольших разностях AB объясняется влиянием обводненных четвертичных отложений, которые перекрывают основные эффузивы. Кривая В-35 (рис. 4, Д) снята целиком над серпентинитами. По кривой видно, что кажущееся сопротивление возрастает с 130,4 до 152 ом·м, при увеличении разностей AB от 6 до 1800 м. Кривая В-8 (рис. 4, В), снятая над метаморфическими (углистыми) сланцами, характеризуется постепенным уменьшением кажущегося сопротивления с увеличением разностей.

По вертикальному разрезу кажущихся сопротивлений над контактом метаморфических (углистых) сланцев с серпентинитами, между 10-й и 12-й

точками ВЭЗ (рис. 4, А), видно, что значение ρ_k над сланцами падает на больших разностях до 15—20 ом·м, а над серпентинитами редко бывает меньше 60—100 ом·м. Последнее подтверждается на вертикальном разрезе кажущихся сопротивлений, характерном для серпентинитов (рис. 4, Б). На рис. 4, Г изображен вертикальный разрез кажущихся сопротивлений над контактом серпентинитов и диабазов. Диабазы характеризуются значениями $\rho_k=300\div 800$ ом·м, а серпентиниты 50—300 ом·м. По этому профилю в контакте серпентинитов и диабазов залегает сульфидное рудное тело (между 10-й и 12-й точками), которое отмечается значениями $\rho_k=20\div 50$ ом·м. Между 5-й и 10-й точками ВЭЗ (рис. 4, Г) наблюдается некоторое увеличение кажущихся сопротивлений у дневной поверхности, которое объясняется гидротермально-измененными серпентинитами и тальково-карбонатными породами. Аналогичный факт имеет место и на Дергамышском месторождении.

Описанные особенности геоэлектрических разрезов наблюдаются, как установлено работами Южноуральской геофизической экспедиции, также над Халиловским и Ишкининским ультраосновными массивами.

Таким образом, по данным ВЭЗ, уверенно выделяются серпентиниты, в том числе и слабомагнитные, среди диабазов и метаморфических сланцев. Зонами повышенных сопротивлений, в контактах серпентинитов и диабазов, отмечаются гидротермально-измененные гипербазиты (гидротермально-измененные серпентиниты и тальково-карбонатные породы). Некоторые разновидности серпентинитов Среднего Урала отличаются по удельному сопротивлению от серпентинитов Южного Урала. Поэтому требуются дальнейшие исследования для того, чтобы решить, в какой мере описанные особенности геоэлектрических разрезов можно распространять на другие районы Урала.

В результате геохимических исследований на Байгускаровском ультраосновном массиве сотрудники Ленинградского горного института установили, что над серпентинитами наблюдается повышенное содержание никеля. Если над диабазами его концентрация колеблется от 0 до 0,005%, то над серпентинитами — порядка 0,04—0,05%, причем с глубиной возрастает до 0,1%. Зоны тальково-карбонатных пород хорошо фиксируются по данным карбонатной съемки. Так как интенсивность геохимических аномалий в большой степени зависит от мощности наносов, то при наличии наносов значительной мощности следует отбирать пробы с глубины 5—10 м.

*
*

Анализ материалов геофизических исследований, проведенных на Байгускаровском ультраосновном массиве, показал, что, по данным комплекса геофизических методов, можно выделять и проследивать слабомагнитные ультраосновные породы (гидротермально-измененные серпентиниты и тальково-карбонатные породы), к которым приурочены медно-никель-кобальтовые месторождения.

Для этого по данным магнитной съемки масштаба 1:10 000 отмечаются зоны пониженных значений ΔZ . Далее, чтобы решить, с какими породами связаны эти минимумы, через отмеченные зоны следует проходить интерпретационные профили с расстоянием между точками наблюдений не более 10 м. На этих профилях целесообразно провести геохимическую и карбонатную съемки. В тех случаях, когда мощность наносов превышает 10 м, наряду с детальным изучением магнитного поля, должны выполняться вертикальные электрические зондирования (ВЭЗ).

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. С. Бучковский. Основные черты сульфидной рудоносности ультраосновных массивов восточного склона Южного Урала. Мат-лы по геологии и полезным ископаемым Южного Урала. Вып. 2. М., Госгеолтехиздат, 1960.
2. И. Ф. Таврин, Э. С. Бучковский. Глубинное геологическое строение западной части Магнитогорского синклизория на широте Бурибаевского месторождения, по данным геофизики. Сб. «Геология и полезные ископаемые Оренбургской области». Оренбург — Свердловск, 1960 (УФАН СССР, Оренбургский совнархоз).

АКАДЕМИЯ НАУК СССР УРАЛЬСКИЙ ФИЛИАЛ

вып. 2

ТРУДЫ ИНСТИТУТА ГЕОФИЗИКИ

1962

Т. Н. ПАНОВ

МАГНИТНАЯ БУРЯ 15 ИЮЛЯ 1959 ГОДА

(по данным обсерватории «Высокая Дубрава»)

Коротко описана сильная магнитная буря и даны результаты сопоставления магнитных ионосферных и космических наблюдений.

15 июля 1959 г. в 8 ч 02 мин GMT (мировое время¹) внезапно началась очень большая магнитная буря. Она продолжалась до 8 ч 16 июля. Буря сопровождалась полярным сиянием, отмеченным на средних широтах [1]. На диске Солнца с 9 до 20 июля наблюдалась активная область с большой группой пятен. В первые дни группа пятен бурно развивалась и 14 июля достигла максимума на площади $S_d = 2736$ миллионов долей диска [2]. В этот день, около 17 ч GMT, она прошла через центральный меридиан Солнца. 14 июля в этой группе пятен в 3 ч 19 мин GMT зарегистрирована колоссальная хромосферная вспышка, длившаяся около трех часов с максимумом в 3 ч 42 мин [2]. На трассах Москва — Владивосток, Москва — Хабаровск и других восточного направления 14—16 июля отмечалось нарушение радиосвязей [1]. 15 июля оно наблюдалось и на других направлениях: Москва — Ташкент, Москва — Баку, Москва — Таллин [1]. По сообщению агентства Франс Пресс, радиосвязь Франции с Северной Америкой во время бури была почти совсем прервана. Помехи также затронули и проволочную телеграфную связь.

Результаты магнитных наблюдений. По записям магнитографов Эдельмана магнитной станции обсерватории «Высокая Дубрава» Института геофизики Уральского филиала АН СССР, амплитуды R (разности между максимальным и минимальным значениями) магнитных элементов за время бури достигли следующих величин:

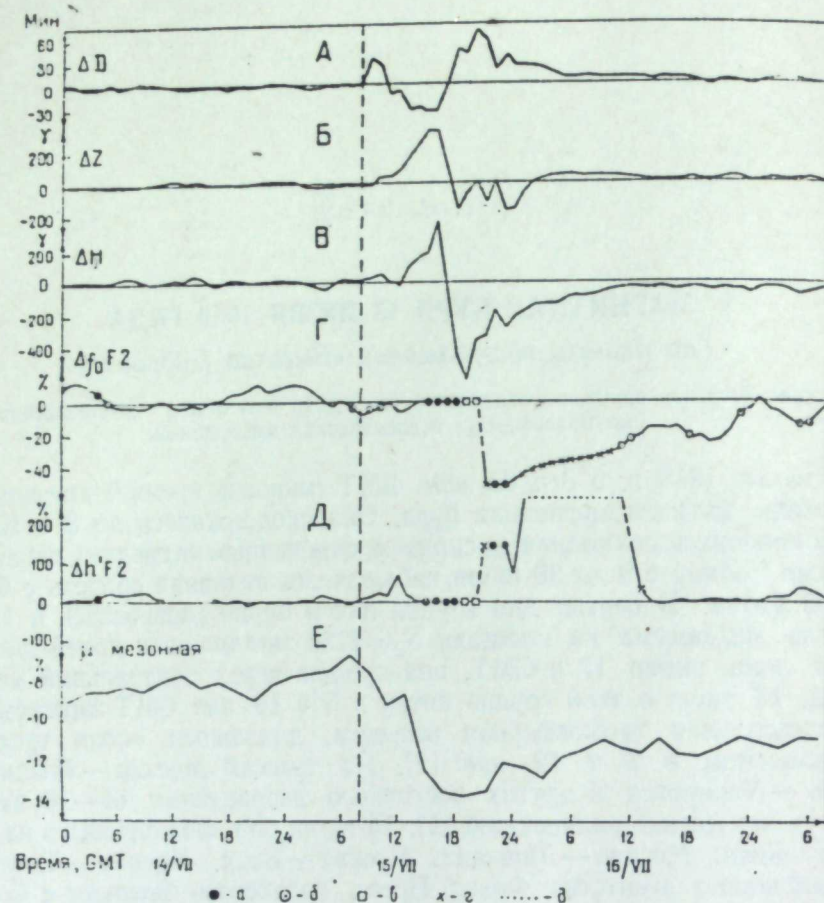
Магнитное склонение R_D $3^\circ 47'$
Горизонтальная составляющая R_H 2345 γ
Вертикальная составляющая R_Z 1102 γ

Подвижность записи магнитограмм была исключительно велика, что, наряду с большой амплитудой магнитных элементов, дает основание охарактеризовать данную бурю как исключительно сильную, не имевшую себе равных ни в прошлом соседнем цикле солнечной активности, ни в настоящем.

Большинство магнитных бурь, особенно больших и очень больших, имеет правильный характер. О характере бури судят по изменению гори-

¹ Свердловское время на 5 ч опережает мировое.

зонтальной составляющей H (по изменению среднечасовых значений). У правильных бурь H сначала растет, затем быстро убывает и в дальнейшем постепенно восстанавливается. Таким образом, буря состоит из трех фаз. Описываемая нами магнитная буря может быть отнесена к правильным. (См. изменение горизонтальной составляющей ΔH , магнитного склонения ΔD и вертикальной составляющей ΔZ на рисунке.).



Изменения в магнитном поле, ионосфере и космическом излучении во время магнитной бури.

A, B, B — отклонения средних значений за каждый час от среднечасовых значений за месяц: A — склонение в минутах, B — вертикальная составляющая в гамах, B — горизонтальная составляющая в гамах; Γ — отклонение критической частоты слоя F_2 от медианы в процентах; D — отклонение высот слоя F_2 от медианы в процентах; E — отклонение μ -мезонной компоненты от среднего скомпенсированного значения в процентах.

a — полное поглощение; b — поглощение вблизи данных критических частот; c — полная экранировка; z — приближенные значения; d — высоты, ушедшие за предел шкалы (> 1000 км); вертикальная пунктирная линия отмечает начало бури.

Возмущения ионосферы и космического излучения. Одновременно с магнитной протекала и ионосферная буря. Еще 14 июля вспышка на Солнце вызвала поглощение отражений радиосигналов и появление спорадического, нерегулярного слоя E_s . Это длилось 4—5 ч, затем состояние ионосферы приняло относительно спокойный характер. Нарушения возобновились с началом магнитной бури. Появились: поглощение отражений, диффузия, рассеяние, спорадический слой E_s . Примерно с 15 ч GMT 15 июля началось полное поглощение отражений, затем появился спорадический слой

E_s , полностью экранирующий область F , и снова полное поглощение. Критические частоты слоя F_2 сильно снизились, достигнув 50% медианных значений, а высоты сильно выросли (см. рисунок, Γ, D , построенный по данным автоматической ионосферной станции Института геофизики с пробегом частот 1,0—18,0 МГц в 0,3 мин).

Наряду с ионосферно-магнитной бурей наблюдалась и космическая. Она выразилась в понижении интенсивности космических лучей (см. рисунок, E), как показывают данные, полученные ионизационной камерой АСК-2 на станции космических лучей Института геофизики.

Можно полагать, что во время вспышки 14 июля с поверхности Солнца произошел колоссальный выброс материи в виде корпускул с электрическими зарядами. Когда поток этих частиц, примерно через 29 ч, достиг орбиты движения Земли и захватил Землю, началась очень большая ионосферно-магнитная буря.

ЛИТЕРАТУРА

1. «Космические данные. Месячный обзор». № 7. Июль 1959 г. М., 1960 (ИЗМИРАН).
2. «Солнечные данные 1959 г.» Бюлл. № 7. М. — Л., Изд-во АН СССР, 1960 (ГАО).

Н. Н. КУЛИКОВ

СОСТОЯНИЕ ИОНОСФЕРЫ НАД СВЕРДЛОВСКОМ В ПЕРИОД МЕЖДУНАРОДНОГО ГЕОФИЗИЧЕСКОГО ГОДА (МГГ)

Показаны суточные, сезонные и одиннадцатилетние вариации основных характеристик ионосферы и некоторые нерегулярные явления в ней, полученные над Свердловском в период МГГ. Материалы могут использоваться для изучения связи исследованных явлений с другими геофизическими явлениями.

Данная работа имеет целью обобщить ионосферные наблюдения и получить краткие выводы основных характеристик по Свердловской ионосферной станции Института геофизики Уральского филиала АН СССР, которая принимала участие в выполнении программы МГГ по ионосферным исследованиям. Материал исследований необходим для выяснения физики и динамики ионизированных слоев атмосферы, построения теории возмущений ионосферы и исследования взаимосвязи с другими явлениями.

Свердловская ионосферная станция ($\varphi = 56^{\circ}44'$; $\lambda = 61^{\circ}04'$) проводила ионосферные наблюдения методом вертикального зондирования по программе МГГ в 0; 15; 30; 45 мин каждого часа, а в регулярные мировые дни RWD (3 — 4 дня в месяц) и в дни ионосферно-магнитных возмущений — через каждые 5 мин. Весь табличный и графический материал обработан в местном времени 60° Е. Наблюдения при вертикальном зондировании заключались в измерении критических частот f и действующих высот h' регулярных слоев ионосферы E, F_1, F_2 и спорадического слоя E_s . Критические частоты измерялись в мегагерцах, для области E с точностью до 0,05 и для F — до 0,1 Мгц. Между критической частотой при вертикальном зондировании и плотностью ионизации имеется простая зависимость.

$$N_e = 1,24 \cdot 10^4 / f_{кр}^2,$$

где N_e — количество свободных электронов в слое, приходящихся на 1 см³; $f_{кр}$ — измеренная критическая частота (наибольшая частота отражения от слоя) в мегагерцах.

Таким образом, весь табличный и графический материал представлен в критических частотах, которые позволяют судить о плотности ионизации или получить ее численное значение. Действующие высоты h' слоев измерялись в километрах с точностью: для области $E \pm 2$ км, для F — до ± 5 км.

Для представления нормального хода различных характеристик большинство графиков построено по медианным значениям. Медиана — это

среднее значение, определяемое так, что половина значений, полученных за месяц, лежит выше медианы, а половина ниже ее. Медиана имеет предпочтение перед среднемесячным, так как все возмущенные дни за месяц при ее определении исключаются и остается одно значение самого спокойного дня; это и есть медиана.

В обзоре в основном показан материал за 1958 г., как соответствующий году максимума солнечной активности, в сравнении с 1954 годом — годом минимума. В исследованиях применялась автоматическая аппаратура типа АИС отечественного производства, характеризующаяся следующими данными: 1) мощность в импульсе порядка 10 *квт*; 2) диапазон частот 1—18 *Мгц*; 3) продолжительность перекрытия всего диапазона 20 *сек*; 4) длительность импульса 50—70 *мксек*; 5) частота повторения импульса 50 *имп/сек*; 6) частотные метки через 1 *Мгц*; 7) высотные метки через 50 *км*; 8) диапазон высот 0—250, 0—750, 0—1500 *км*; 9) настройка — общий генератор; 10) антенны — два вертикальных ромба, общие для передатчика и приемника; 11) программа включения любая: через 5; 15; 30; 45; 60 *мин* или непрерывная работа.

А. Общие замечания

Поскольку ионосфера — первый приемник ультрафиолетовой и корпускулярной радиации Солнца, что вызывает ее ионизацию, она, естественно, служит чувствительным индикатором его деятельности. Поэтому состояние ионосферы зависит от высоты, времени и активности солнца над горизонтом. Это обстоятельство обуславливает суточные, сезонные и одиннадцатилетние вариации в процессах в ионосфере.

Суточные и сезонные вариации имеют свои отличительные стороны, характерные для полярных, среднеширотных и экваториальных зон.

На эти закономерные вариации накладываются нерегулярные возмущения [2, 3, 4, 5], которые могут иметь место во всех зонах, а в полярных проявляются сильнее и чаще.

На материале нашей станции мы покажем закономерный ход ионосферных характеристик для Свердловска, построенных по медианным значениям за годы максимума солнечной активности (рис. 1).

Б. Слой E

Кривые критических частот слоя E (рис. 2) построены за каждый час суток и являются медианами за месяц, имеют симметричное расположение, с максимумом в местный полдень. В летнее время примерно за час до восхода солнца они возрастают от значения 1,2 *Мгц* до 4 *Мгц* к полудню. С полудня к вечеру происходит спад критических частот, который заканчивается на 1, 2 *Мгц* через час после захода солнца. Медианные значения за декабрь: 1,5 утром, 2,65 в полдень и 1,2 *Мгц* к вечеру. В год минимума (1954 г.) подобные вариации были: 1,5—3—1,4 *Мгц* летом и 1,5—2,2—1,4 *Мгц* зимой. Максимальная критическая частота слоя E в 1958 г. 4,05 *Мгц* и в 1954 г. 3,3 *Мгц*.

Разброс отдельных отклонений критических частот за одни и те же часы в течение месяца ограничивается пунктирными линиями максимальных и минимальных значений (рис. 2) и не превышает 0,5 *Мгц*, что характеризует устойчивость хода критических частот слоя E.

С наступлением темного времени суток критические частоты слоя E падали ниже нижнего предела измерения аппаратуры.

Годовой ход слоя E. По тем же суточным кривым, построенным для каждого месяца, легко представить годовой ход ионизации слоя E.

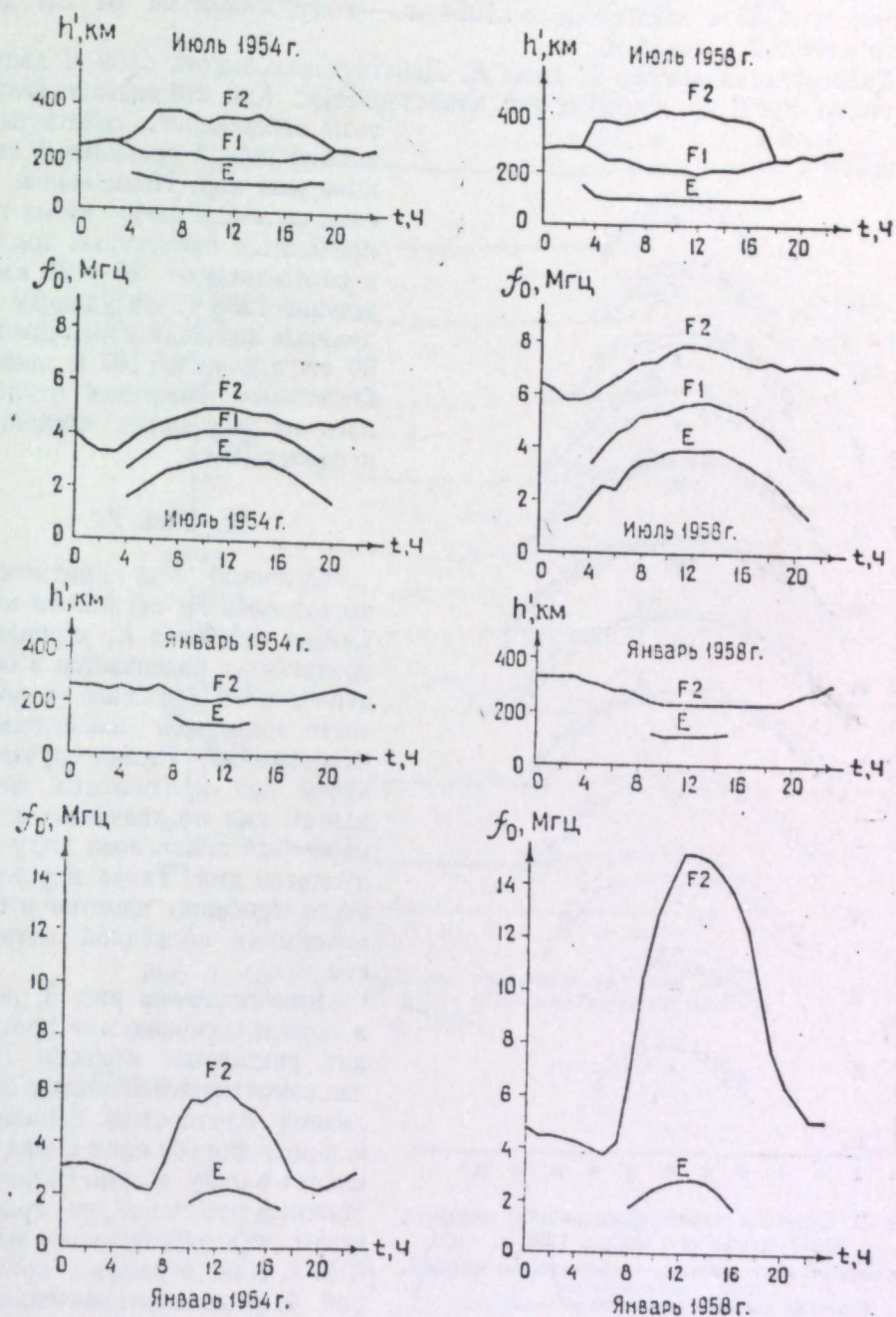


Рис. 1. Суточные вариации медианных значений критических частот и действующих высот летом и зимой за год минимума (1954) и год максимума (1958) солнечной активности.

В течение года, от месяца к месяцу, критические частоты изменялись от большего значения летом до меньшего — зимой. Таким образом, воспроизводится явно выраженный годовой ход ионизации, в котором максимальные критические частоты в 1958 г. изменялись в полдень от 4,05 МГц в июне до 2,65 в декабре и в 1954 г. — году минимума от 3,1 МГц в июне до 2,2 в декабре.

Действующая высота h' слоя E . Действующая высота слоя E является также одной из основных его характеристик. Как показывают результаты наблюдений, действующие

высоты имеют правильный закономерный ход. Наименьшие высоты слоя E в любое время года приходятся на местный полдень и соответствуют 90—95 км. В течение 1958 г. полуденные медианные значения изменялись от 90 км в июне до 107 в декабре. Отдельные измерения отклонялись от медианных значений в пределах 10 км.

В. Слой $F1$

Суточный ход критических частот слоя $F1$ несколько напоминает ход слоя E , однако $F1$ возникает и развивается в области F , и его ход менее устойчив, часто подвержен значительным отклонениям. Редко случается, чтобы ход критических частот одного дня по значению и времени был аналогичен ходу следующего дня. Такая неустойчивость особенно заметна в годы максимума солнечной активности.

Как видно на рис. 3, летом в первой половине дня происходит разделение области F на два самостоятельных слоя с различной плотностью ионизации. К концу дня оба слоя снова сливаются в одну общую область F . Нижнее отслоение на графике высот есть действующая высота $h' F1$. Как отражено кривыми рис. 4, медианные значения полуденных критических частот

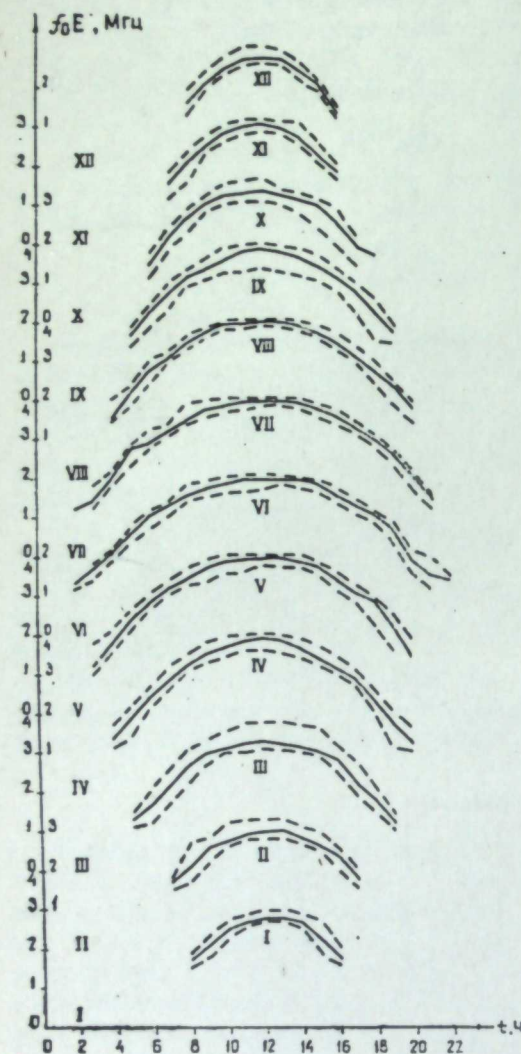


Рис. 2. Суточные вариации медианных значений f_0E для каждого месяца 1958 г.
Пунктиром выше медианы — максимальные значения, ниже — минимальные.
Римскими цифрами здесь и далее — месяцы.

слоя $F1$ в июне поднимались от 3,7 МГц утром до 5,8 МГц в полдень и затем к 18 ч спадали до 4,7 МГц. В 1954 г. подобные суточные изменения в июне иные: от 2,8 МГц утром до 4,2 в полдень и 3,9 МГц к 19 ч. Максимальная критическая частота слоя $F1$ в 1958 г. была в апреле (7,7 МГц), минимальная в октябре (2,8 МГц). В 1954 г. максимальная 4,3, минимальная 2,3 МГц.

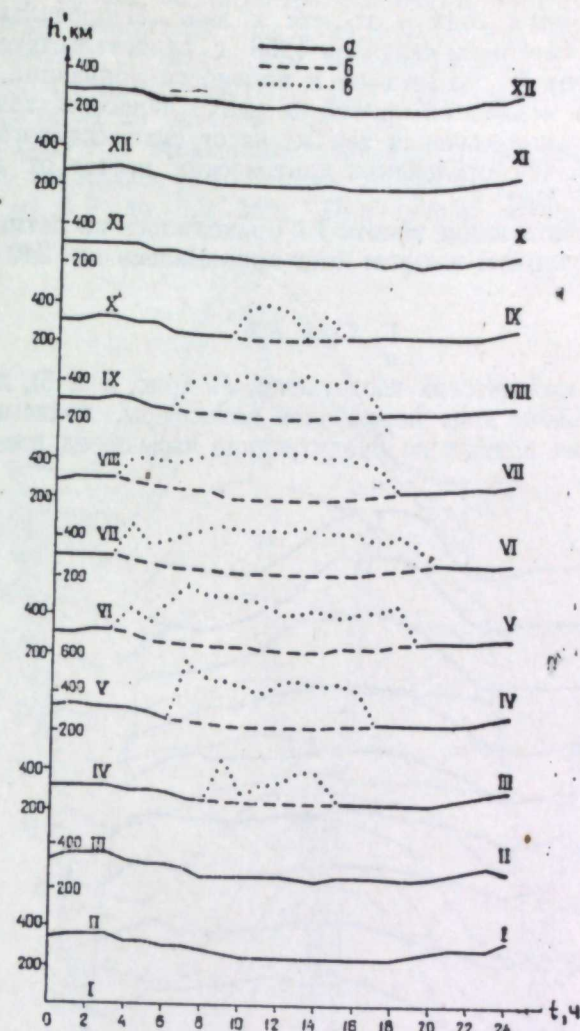


Рис. 3. Суточные вариации медианных значений действующих высот $h'F$; $h'F1$; $h'F2$ для каждого месяца 1958 г.

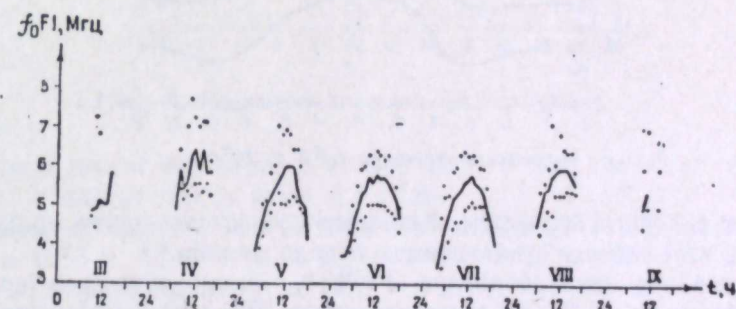


Рис. 4. Медианы f_0F1 (сплошная кривая) и максимальные и минимальные отклонения от нее (точки) за 1958 г.

Кривые медианных значений критических частот суточного хода $F1$ имеют менее правильную форму, чем для слоя E , особенно в переходные периоды от зимы к лету и от лета к зиме. Неправильный характер кривых за март, апрель и сентябрь 1958 г. свидетельствует о неустойчивом развитии слоя $F1$ по времени и плотности ионизации.

Вокруг каждой медианной кривой за месяц нанесены точками максимальные и минимальные значения тех же часов суток данного месяца, которые показывают, что отклонения критических частот от дня ко дню могут достигать 2 Мгц.

Наименьшие действующие высоты $F1$ приходились на летний полдень — порядка 200 км, утром и вечером они поднимались до 240—250 км.

Г. Слой $F2$

Суточный ход критических частот слоя $F2$ (рис. 5 и 6), дающий представление о спокойном ходе нормальной ионосферы, показывает, что минимальные значения падают на предутренние часы перед восходом солнца

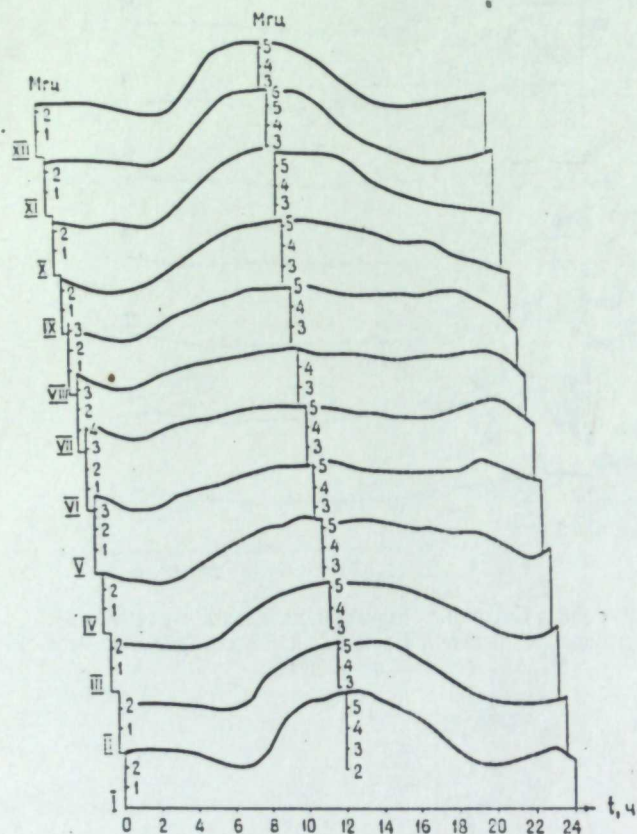


Рис. 5. Медианные значения f_oF2 за 1954 г.

и отражают суточный минимум. Критические частоты круто поднимаются к полудню, затем спадают к границе захода солнца.

Медианные значения в январе 1958 г. имели суточные колебания: от 3,8 Мгц утром до 15,2 в полдень и в январе 1954 г. от 2,1 Мгц утром до 5,9 в полдень. Если при рассмотрении суточных и сезонных вариаций слоев E и $F1$ видно, что их критические частоты в полдень летом максимальны, то этого нельзя сказать о суточном и сезонном ходе $F2$, критические частоты которого летом протекают более плавно, они меньше зимних

и не имеют хорошо выраженного полуденного максимума. Вечером вблизи границы захода солнца наблюдается небольшой вечерний максимум.

Летняя суточная амплитуда колебаний критических частот $F2$ значительно меньше зимней. По медианным данным 1958 г., в июне она была порядка 1,5 Мгц, а в январе достигла 11,4 Мгц (наибольшего значения 13,4 Мгц она достигла 29 октября 1957 г.).

Годовой ход слоя $F2$. Медианные значения полуденных критических частот в 1958 г. снижались от 15,2 Мгц в январе до 7,9 в июле, а в 1954 г., соответственно, от 5,9 до 5,0 Мгц. Полуночные критические частоты

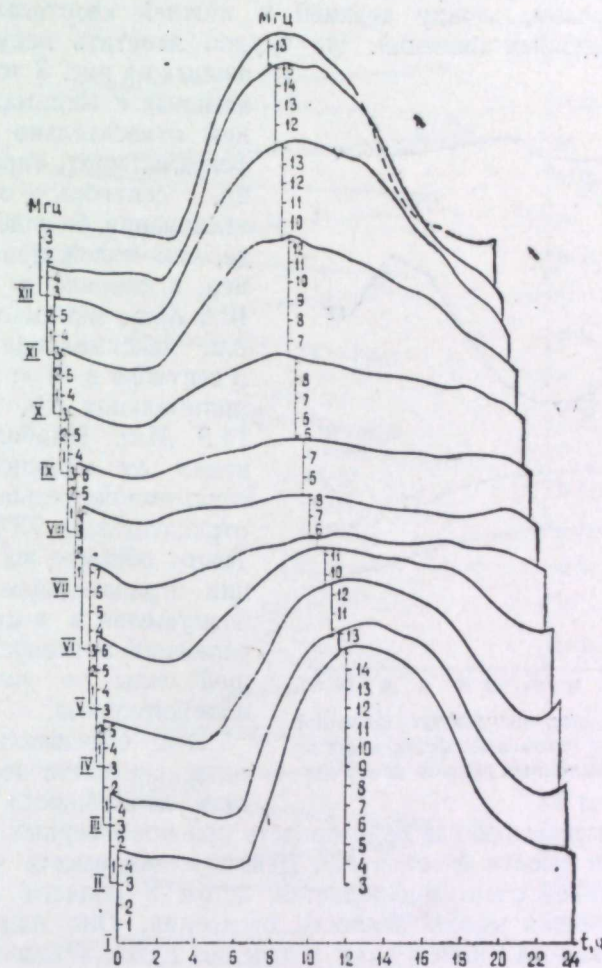


Рис. 6. Медианные значения f_oF2 за 1958 г.

в течение года имели значения: в январе 1958 г. 4,8, в июле 6,4 Мгц, а в 1954 г.: в январе 3,0, в июле 4,1 Мгц.

Максимальные частоты за эти годы отмечены: в 1957 г. 26 октября в 11 ч 17,5 Мгц, в 1953 г. 15 ноября в 15 ч 16,7 Мгц, в 1954 г. 3 января в 12 ч 8,7 Мгц. Минимальная за 1958 г.: 2,1 Мгц 18 декабря в 00 ч, в 1954 г. минимальная 1,5 Мгц — 3 февраля в 20 ч.

На рис. 7 приводится график полуденных медианных значений годового хода критических частот, полученный в результате осреднения за 15 лет. Соответственно, за этот период построена кривая солнечной активности. По кривой $F2$ видно, что годовой максимум плотности иони-

зации $F2$ падает на ноябрь. Объяснение этому противоречивому явлению следует искать больше в температурном режиме, нежели в солнечной активности.

Разброс критических частот слоя $F2$ ото дня ко дню наблюдался значительно больше, чем у слоев E и $F1$, описанных выше.

На рис. 8 за каждый час суток по месяцам за 1958 г. изображены медианные $f_o F2$ и квартильные значения, то есть медианы, соответственно, верхней и нижней половины учтенных значений, расположенных по абсолютным величинам. Следовательно, делящие ряд чисел на равные интервалы. Таким образом, между верхней и нижней квартилью заключена половина наблюдаемых значений. Не трудно заметить асимметрию указанных на рис. 8 точками максимальных и минимальных значений относительно медианы. За февраль, март, апрель и, особенно, сентябрь — отрицательные отклонения больше по амплитуде, чем положительные. Например, в феврале в 18 ч медиана 10,6 МГц, минимальная частота 2,9, максимальная 12,4 МГц. В сентябре в 11 ч: медиана 12,1, минимальная 5,0, максимальная 14,5 МГц. Наибольшие отклонения от медианы в течение года: положительные 43% в мае, отрицательные 73% в сентябре. Таким образом, на данной станции отрицательные ионосферные возмущения в годы максимума солнечной активности были большей силы по амплитуде, чем положительные.

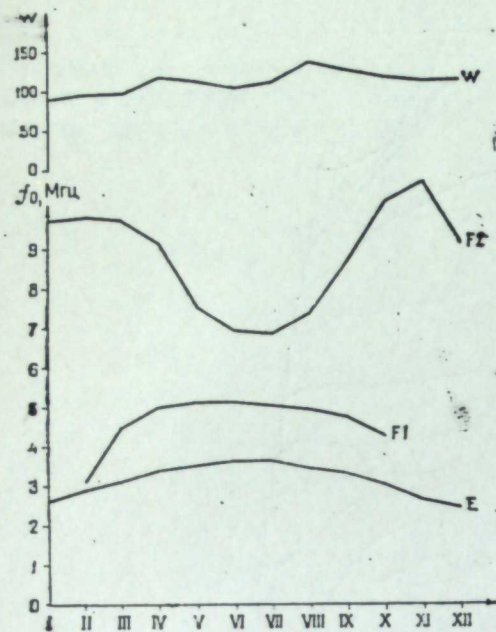


Рис. 7. Годовой ход полуденных значений критических частот слоев ионосферы и число Вольфа W по осредненным данным за 15 лет.

более низкие частоты работы радиосредств при ионосферных возмущениях.

Действующая высота h' слоя $F2$. Действующая высота является важной характеристикой слоя. Наблюдается летом в области F , как минимальная действующая высота верхнего отслоения. Она подвержена, как и критическая частота, изменениям в течение суток и сезона. Имеет суточные и годовые вариации. Во время ионосферных возмущений может значительно изменяться. Нормальный суточный ход действующей высоты $h' F2$ определяется медианным значением, которое можно проследить на рис. 3.

Высота максимума ионизации слоя $h_p F2$. Наряду с действующей высотой определялась высота максимума ионизации слоя $h_p F2$, отсчитанная при частоте $0,834 f_o F2$. Заметим, что $h_p F2$ есть приближенное значение истинной высоты максимума ионизации при условии параболического распределения электронной плотности слоя.

Когда разделения области F на два слоя $F1$ и $F2$ не наблюдалось, под характеристикой $h_p F2$ понималась высота максимума ионизации области F . Графики $h_p F2$, построенные по медианным значениям за 1958 г. (рис. 9), показывают, что минимальная высота максимума ионизации 290 км отме-

Эти обстоятельства заставляют связистов иметь технические возможности перехода на

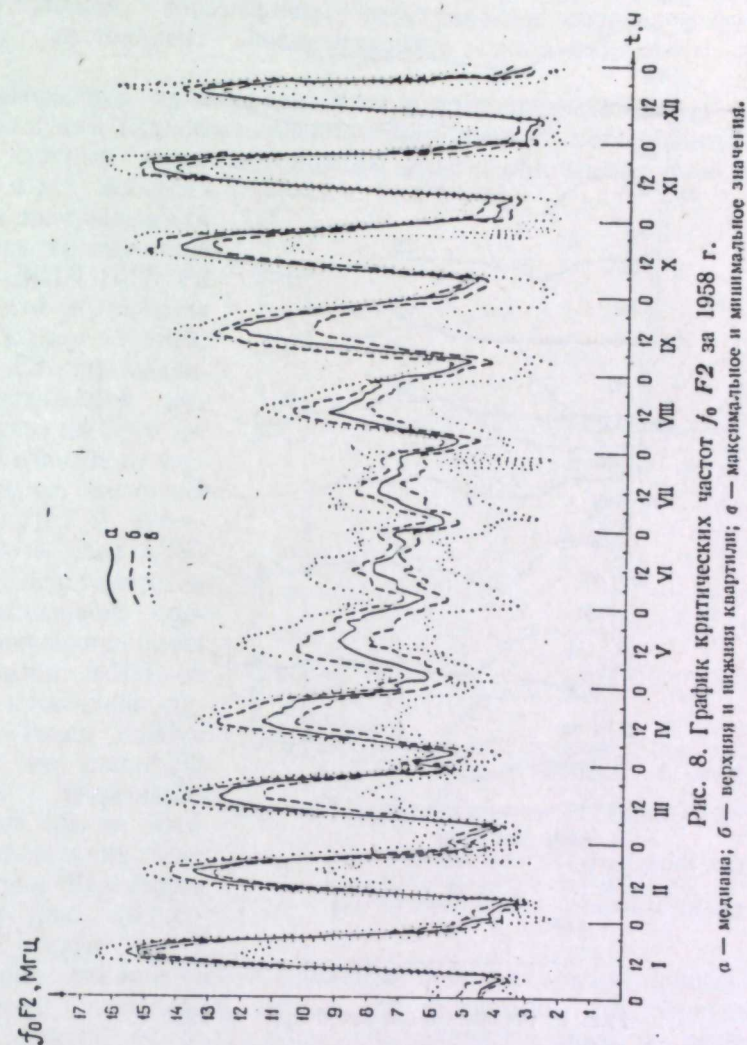


Рис. 8. График критических частот $f_o F2$ за 1958 г.

a — медиана; b — верхняя и нижняя квартили; c — максимальное и минимальное значения.

чена в декабре в 9 ч утра и в пределах 300—320 км продолжала быть в течение дня. В ноябре эта высота днем равнялась 300 км, а ночью поднималась до 450. Наибольшая медиана приходится на ночные часы в феврале и соответствует 530 км. Подобный суточный ход от 300—350 км днем до 400—500 км ночью характерен для зимнего сезона.

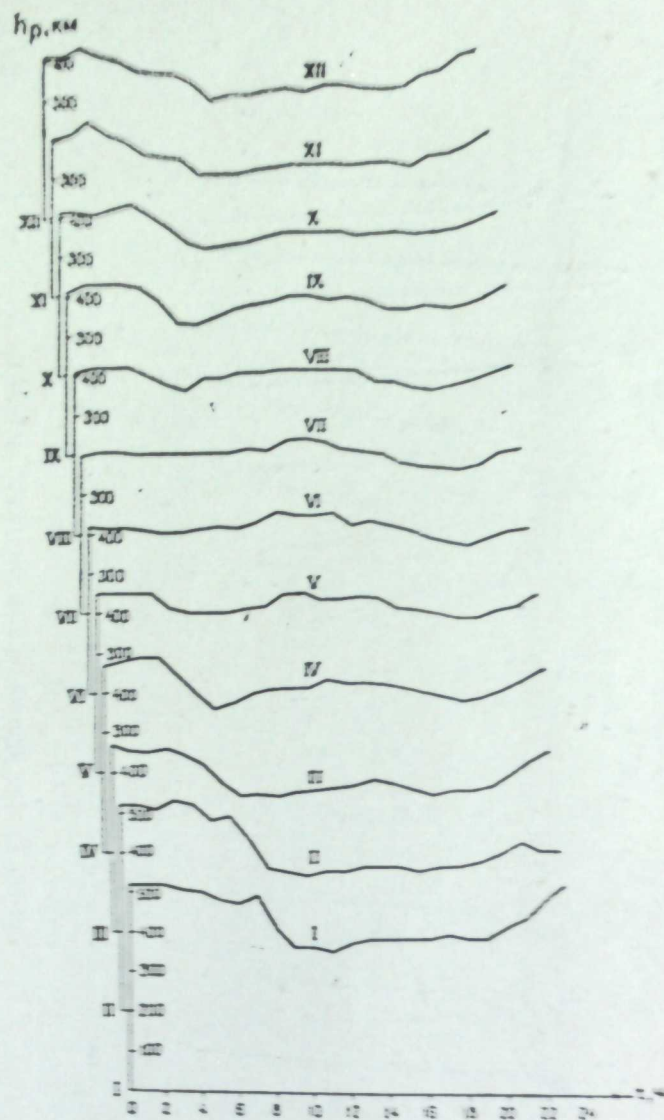


Рис. 9. Медианные значения $h_p F_2$ за 1958 г.

В летний период, наоборот, наибольшие высоты максимума ионизации $h_p F_2$ приходится на дневные часы. Так, за июнь большая медиана за месяц соответствует 450 км днем, наименьшая падает на вечерние часы и выражается величиной 360 км. Ночью летом высота максимума ионизации более устойчива и остается на уровне 400 км.

Во время возмущения и в переходные моменты на восходе солнца или вечером высота максимума ионизации подвергается быстрому и значительным изменениям: она доходит до 100 км и больше в течение часа.

Д. Возмущенность

Как видно из изложенного, числовые значения характеристик: критической частоты слоя F_2 , действующей высоты $h'F_2$, высоты максимума ионизации $h_p F_2$ имеют, кроме нормальных суточных и сезонных вариаций, непериодические отклонения от нормальных значений, которые могут быть различны по силе и продолжительности. Такое состояние слоя будет являться возмущенным. Возмущенность ионосферы может оцениваться и по другим признакам, как например, повышенной величиной поглощения, образованием нерегулярных спорадических слоев, диффузным состоянием, возникновением дополнительного расслоения и др.

Для информации служб радиосвязи о состоянии ионосферы и условиях прохождения радиоволн, оценка возмущенности проводилась нами по слою F_2 , который является основным слоем, обеспечивающим дальнюю радиосвязь через ионосферу.

Оценка возмущенности определялась по значению отклонения МПЧ 3000 F_2 от скользящей медианы за предшествующие 10 дней. МПЧ 3000 F_2 есть максимальная применимая частота для связи на 3000 км по слою F_2 ; зависит от числовой величины критической частоты $f_o F_2$ и действующей высоты слоя $h'F_2$. Поэтому представляется удобным однозначно оценивать, на сколько процентов отклонится МПЧ от медианы за прошедшие десять дней. Такая оценка возмущений по слою F_2 проводилась непрерывно через каждый час на протяжении нескольких лет работы станции. Как видно по графику (рис. 10, А), пунктирные кривые 2 и 4

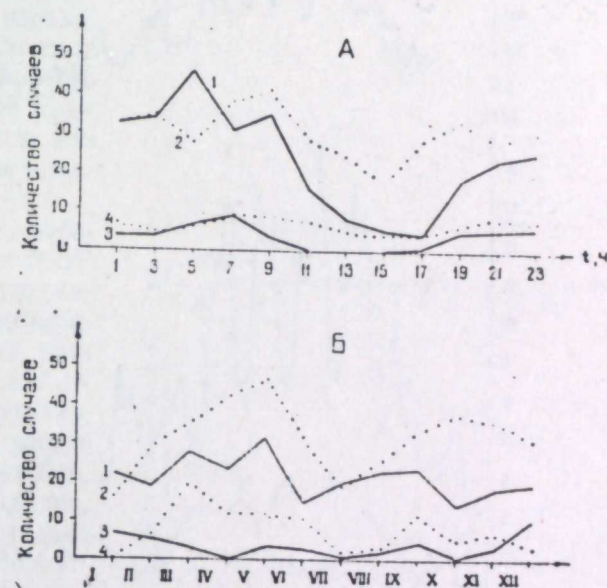


Рис. 10. Случаи отклонения МПЧ 3000 F_2 от медианы за 1958—1959 гг.

А — суточный ход; Б — сезонный ход.

1 — с плюсом от 20 до 40%; 2 — с минусом от 20 до 40%; 3 — с плюсом выше 40%; 4 — с минусом больше 40%.

(отрицательные отклонения) в основном проходят выше кривых 1 и 3 (положительные отклонения). Выше мы указывали, что отрицательные отклонения больше по амплитуде, чем положительные, и асимметричны относительно медианы. Таким образом, представленные графики позволяют заключить, что на данной станции умеренные и сильные отрицательные возмущения имеют большее количество случаев, чем положительные.

В течение суток на утренние и вечерние часы падает больше возмущений; наиболее спокойное время суток 15 ч. Март, апрель, май и сентябрь, октябрь, ноябрь имеют наибольшее количество отрицательных возмущений (рис. 10, Б). Наибольшее количество умеренных возмущений приходится на май. Июль — наиболее спокойный месяц в году.

Е. Одиннадцатилетний ход

Рассмотрим график медианных значений критических частот за каждый месяц 15 лет по каждому слою отдельно (рис. 11). Верхняя кривая отражает среднемесячное число солнечных пятен W . График хорошо иллюстрирует зависимость критических частот от солнечной активности. При выявлении этой зависимости за каждые сутки отдельно получить такую непосредственную связь не удастся. Очевидно, что вместе с солнечной

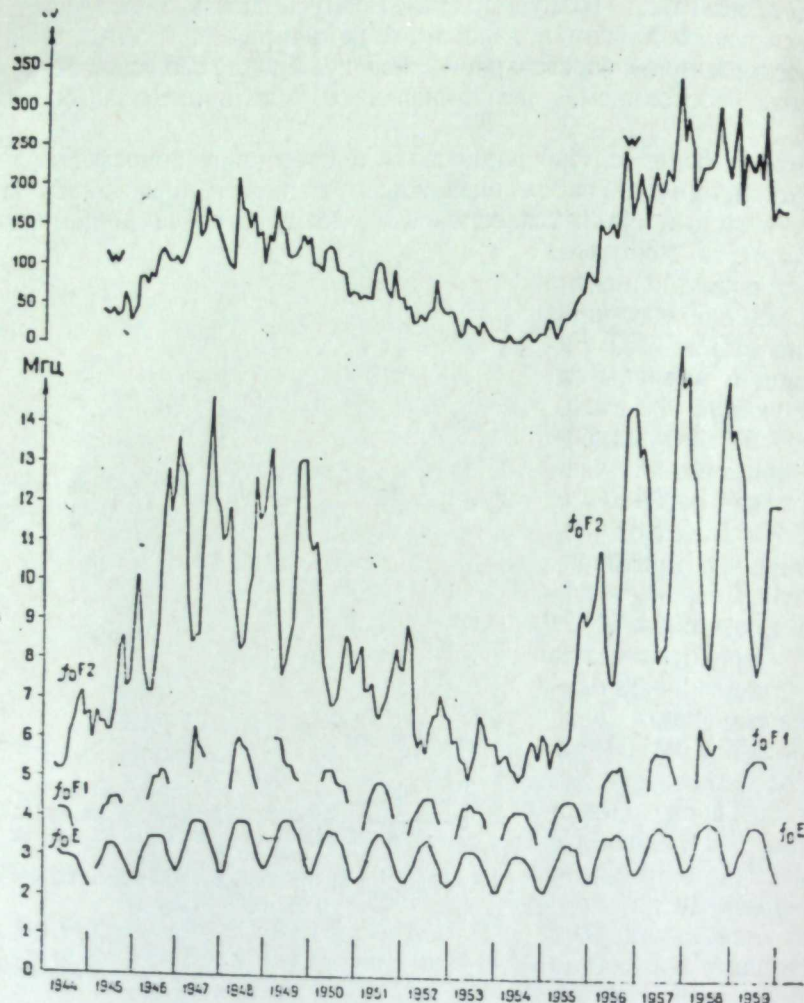


Рис. 11. Медианные значения полуденных критических частот слоев E , $F1$ и $F2$ и число W по месяцам за 1944—1959 гг.

активностью на плотность ионизации действуют другие факторы в самой атмосфере, которые пока не изучены. Эти факторы маскируют солнечную активность за отдельно взятые дни и позволяют выявить ее лишь при осреднении за более длительный период.

Из рис. 11 видно, что критические частоты всех трех регулярных слоев ионосферы E , $F1$, $F2$ подчинены одиннадцатилетнему циклу солнечной активности. Наиболее ярко эта зависимость выражена у слоя $F2$; критические частоты от 6 МГц в 1954 г. поднялись к концу 1957 г. и началу 1958 г. до 16 МГц. Следует заметить, что ход критических частот имеет более пологий спуск в течение 7 лет от 1947 до 1954 г. и затем более крутой подъем в течение последующих четырех лет.

Одиннадцатилетний ход может оказать очень сильное влияние на годовой и суточный ходы критических частот слоя $F2$. Если сравнить изменение критических частот от зимних месяцев к летним, то они изменялись в 1957 г. от 6 до 17 МГц, в 1954 г. от 5 до 6 МГц. Подобным же образом, в зависимости от фазы одиннадцатилетнего цикла, изменялись и суточные амплитуды колебания критических частот слоя $F2$. В 1958 г. в ноябре суточная амплитуда колебаний доходила до 12 МГц, а в октябре 1957 г. до 13,4 МГц и в 1954 г. — лишь до 4 МГц.

Ж. Нерегулярные явления в ионосфере

Диффузность. Диффузные рассеяния отражений часто затрудняют или исключают возможность раздельного наблюдения кривых обыкновенной и необыкновенной компонент, а также определения их критических частот.

Диффузные отражения от слоя $F2$ могут возникнуть вследствие рассеяния сигнала из-за неоднородностей ионизации в самом слое $F2$ или рассеяния в слое E и его последующем отражении от слоя $F2$. Сделать разделение того или иного рассеяния пока не представляется возможным.

На графиках диффузных отражений (рис. 12) кривыми 1 и 3 показано количество случаев умеренной диффузности, дающей возможность определения значений критических частот. Кривые 2 и 4 отражают случаи сильной диффузии, когда значения критических частот определить становится невозможно.

Из суточных графиков видно, что диффузия наблюдается только в темное время суток. Вероятность даже умеренной диффузии в светлое время очень мала, и она может проявляться лишь в единичных случаях во время ионосферных бурь. Сильной диффузии в светлое время за оба года не было. В течение лета от апреля до августа включительно диффузность из-

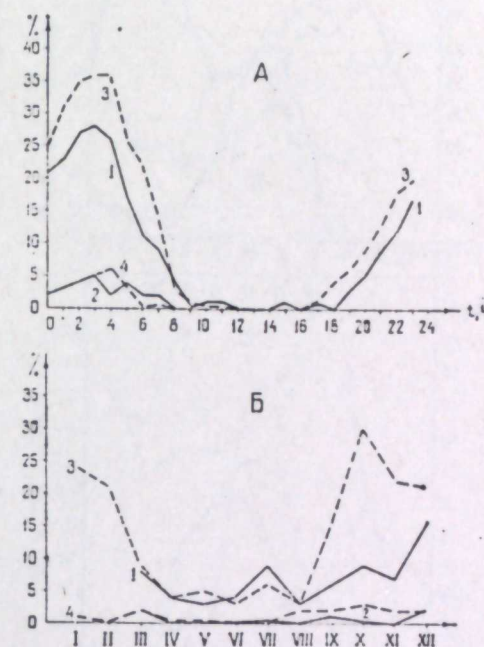


Рис. 12. Процент случаев диффузных отражений от общего количества наблюдений.

А — по часам суток; Б — по месяцам.

1 — частичная диффузия за 1958 г.; 2 — полная диффузия за 1958 г.; 3 — частичная диффузия за 1959 г.; 4 — полная диффузия за 1959 г.

менялась от месяца к месяцу, не превосходя 5%, кроме июля, в котором за оба года отмечен небольшой скачок от 6 до 9%. Годовой максимум (16%) в 1958 г. наблюдался в декабре, а в 1959 г. он приходится на октябрь и составляет 30% от общего количества наблюдений за этот месяц.

Наибольшая полная диффузность в эти годы за отдельные месяцы не превышала 3% от общего количества наблюдений. Из суточного и годового графиков видно, что случаев диффузных отражений в 1959 г. больше, чем в 1958 г. Диффузность в слое $F1$ и слое E наблюдалась очень редко, обычно при сильных возмущениях.

Спорадический слой E_s . Спорадический слой E_s нерегулярен как в отношении появления по времени, так и по интенсивности. Природа его происхождения пока не ясна.

Согласно «Руководству по вертикальному зондированию ионосферы», принятому для МГГ [1], спорадический слой подразделяется на восемь отдельных типов; в соответствии с этим мы квалифицировали наблюдавшийся спорадический слой при обработке. Давать детальную характеристику и анализ поведения каждого типа спорадического слоя целесообразно в специальной статье. Здесь же мы опишем E_s в общем виде и дадим краткие числовые значения по типам (табл. 1, 2).

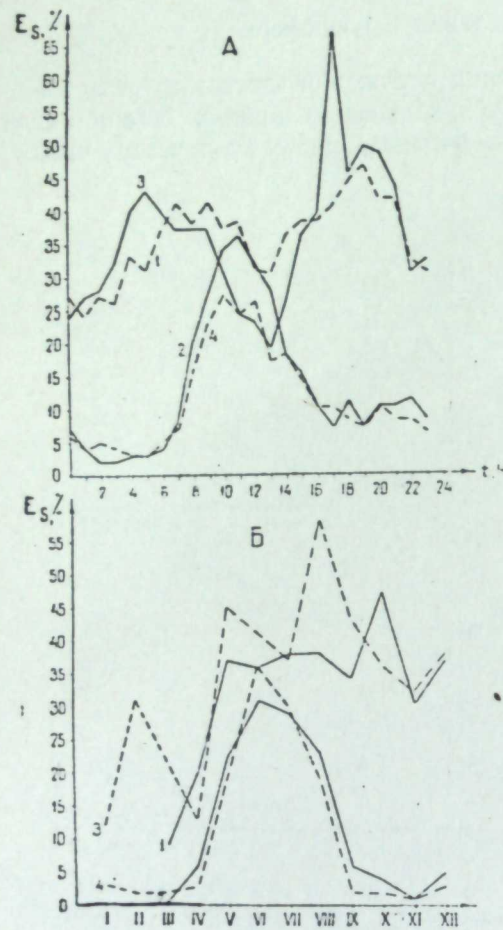


Рис. 13. Вероятность появления E_s , в процентах к общему количеству наблюдений. А — по часам суток; Б — по месяцам. За 1958 г.: 1 — 1—4 Мгц, 2 — 4 Мгц и более; за 1959 г.: 3 — 1—4 Мгц, 4 — 4 Мгц и более.

более 7 раз в течение года. Тип a , как обычно, появлялся во время сильных ионосферных бурь и полярных сияний, сопровождался сильным поглощением, в силу чего отражения от области F частично или полностью пропадали.

Экранировка. Спорадические слои часто имеют структуру, состоящую из отдельных мелких ионизированных облаков; такая структура делает его полупрозрачным. Падающие на такой слой волны могут от него отражаться и одновременно между отдельными просветами облаков проходить сквозь слой, достигая лежащих выше ионизированных слоев и отражаясь от них на землю. При таком полупрозрачном состоянии отраженные

Кривые 1 и 3 (рис. 13, А), отражающие появление E_s с критической частотой до 4 Мгц за 1958—1959 гг., представляют два суточных максимума: первый с 4 до 10 и второй с 15 до 21 ч. Наибольший пик в 1958 г. до 66% от общего количества наблюдений отмечен в 17 ч, однако этот пик в 1959 г. не повторился. Кривые 2 и 4 с критической больше 4 Мгц выражают один суточный максимум в полуденные часы. Этот максимум составляет 25—35% от общего количества наблюдений. Годовой максимум (47%) с критической частотой до 4 Мгц за 1958 г. приходится на октябрь, а в 1959 г. (58%) на август. Однако от месяца к месяцу ход его меняется произвольно по ломаной линии. Спорадический слой E_s больше 4 Мгц в течение двух лет чаще всего появлялся в июне. В 1958 г. этот максимум составлял 31%, а в 1959 г. 36% от общего количества проведенных наблюдений. Как показывают данные по месяцам и по часам суток за год по каждому типу E_s (табл. 1, 2), за рассмотренный период, то есть с 1 марта 1958 г. по 31 декабря в 1959 г. наблюдались все типы E_s , кроме экваториального. Наиболее частое появление E_s имели типы s , f и l . Типы r (с запаздыванием) и a (полярных сияний) наблюдались в основном в темное время суток, за отдельно взятые часы не

Таблица 1
Количество случаев появления E_s спорадического слоя по типам за 1958 год (по месяцам)

Типы спорадического слоя	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
s												
r												
a												
h												
c												
l												
f												
1												
2												
3												
4												
5												
6												
7												
8												
9												
10												
11												
12												
13												
14												
15												
16												
17												
18												
19												
20												
21												
22												
23												
24												

сигналы приходят от двух различных слоев разных высот. В других случаях спорадический E_s бывает настолько плотным, что по своей электронной концентрации N_e превышает лежащие выше слои и полностью отражает падающие волны обратно на землю. Такое явление не позволяет получить отражения от лежащих выше слоев и называется экранировкой. Экранировка чаще бывает неполная. До определенной частоты спорадический слой экранирует, а выше этой частоты становится прозрачным.

Как видно из графиков суточного и сезонного хода частичной до 4 Мгц и полной экранировки за 1958—1959 гг. (рис. 14), минимум случаев частичной экранировки приходится на время с 3 до 6 и с 13 до 16 ч. Полная экранировка не превосходит за отдельно взятые часы двух случаев за год, в основном в полуденные часы. В годовом ходе частичная и полная экранировка наблюдались в летние месяцы с мая по август включительно.

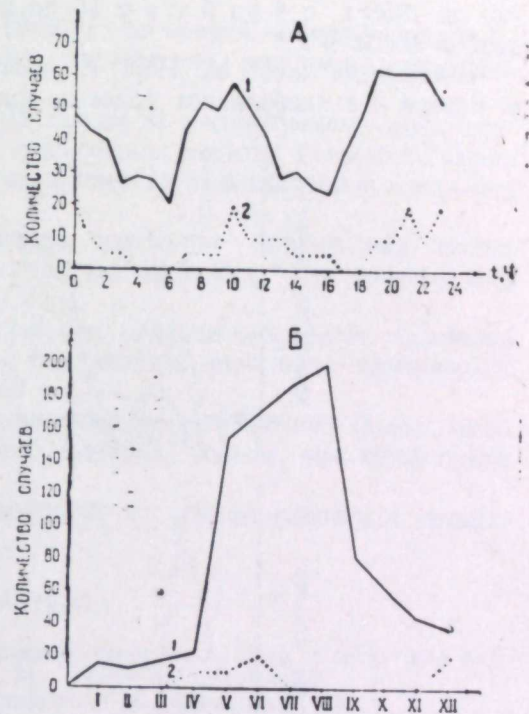


Рис. 14. Случаи экранировки за 1958—1959 гг., по часовым наблюдениям. А — по часам суток; Б — по месяцам. 1 — на частотах 1—4 Мгц; 2 — полная экранировка (масштаб увеличен в 10 раз).

Таблица 2
Количество случаев появления E_s спорадического слоя по типам за 1958 год (по часам)

Типы спорадического слоя	00	01	02	03	04	05	06	07	08	09	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23
s																								
r																								
a																								
h																								
c																								
l																								
f																								
1																								
2																								
3																								
4																								
5																								
6																								
7																								
8																								
9																								
10																								
11																								
12																								
13																								
14																								
15																								
16																								
17																								
18																								
19																								
20																								
21																								
22																								
23																								

Поглощение. Под поглощением понималось ослабление приходящего отраженного сигнала от ионосферы против обычного состояния. Мы не определяли, в какой именно области или слое происходило это поглощение, поскольку станция специально вопросом поглощения не занималась. Оценка поглощения проводилась относительно, по минимальной частоте отражения f_{min} , и разделена на две группы. В первую группу включены случаи неполного поглощения, когда оно было больше обычного, и отражения от области E исчезали (f_{min} не более 4 МГц). Во вторую группу включены случаи полного поглощения, когда исчезали отражения и от области F .

На рис. 15 представлены графики частичного и полного поглощения по часовым наблюдениям за год. На суточных графиках за оба года наблюдается повышенное поглощение в околополуденные часы с 9 до 16 ч, приписать которое следует поглощению в слое D . Повышенное поглощение за 1958 г. с 4 до 5 ч и с 19 до 21 ч относится за счет возмущенных дней в области F .

В сезонном ходе за 1958 г. значительное поглощение наблюдалось в январе и с наибольшим годовым пиком — до 40 случаев — в феврале.

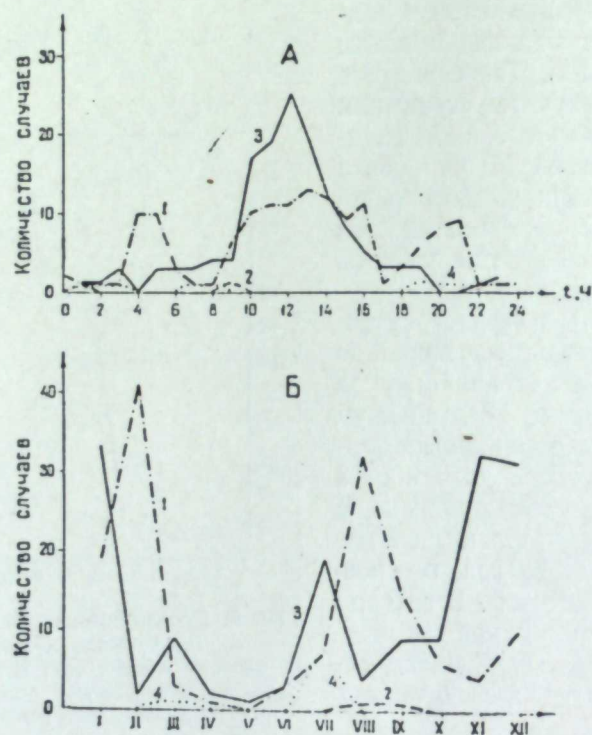


Рис. 15. Случаи поглощения по часовым наблюдениям.

А — за год; Б — по месяцам.

1 — частичное поглощение; 2 — полное за 1958 г.; 3 — частичное поглощение; 4 — полное за 1959 г.

Второй пик — 32 случая — приходится на август. В августе и сентябре наблюдались единичные случаи полного поглощения. В 1959 г. наибольший годовой пик отмечен в январе — 33 случая, а в марте — 9, при одновременном единичном случае полного поглощения; в июле имеется пик до 19 случаев частичного и 8 случаев полного поглощения; в ноябре 32 и в декабре 31 случай, которые следует отнести за счет поглощения в возмущенные дни в области F .

В данной работе рассмотрен материал наблюдений основных характеристик ионосферы за 1958—1959 гг. и произведено сравнение с 1954 г. как годом минимума. Материал с 1 марта 1958 г. получен на автоматической аппаратуре, характеристика которой приведена в начале статьи, более ранние материалы — на аппаратуре ручного управления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. За рассмотренный период суточные и сезонные ходы ионосферных характеристик соответствуют поведению среднеширотной ионосферы.

За отдельные дни при сильных возмущениях ионосфера принимала свойства высокоширотных областей, возникновение спорадического слоя типа a (полярных сияний) и увеличение поглощения. Иногда летом обнаруживалось разделение области F на три слоя: $F1$; $F1,5$; $F2$. Это явление характерно для низких широт.

2. Максимум ионизации 1957—1958 гг. по месячным медианам полученных значений критических частот превосходит максимум ионизации 1947 г.

3. Наибольший пик максимума ионизации за рассмотренный цикл приходился на 11 ч 26 октября 1957 г., критические частоты по слою $F2$ имели максимальное значение 17,5 МГц, что соответствует электронной плотности $N_e = 3,79 \cdot 10^6$ вл/см³.

4. Наибольшая суточная амплитуда колебания критических частот за солнечный цикл по слою $F2$ составляет 13,4 МГц; она наблюдалась 29 декабря 1957 г. (от 3,4 до 16,8 МГц).

5. Несмотря на то, что наибольший пик критических частот отмечался в октябре 1957 г., по среднегодовым полуденным значениям критических частот максимум приходится на 1958 г.

6. Ионосферных возмущений с отрицательным отклонением (когда плотность ионизации падала ниже среднего значения) больше, чем возмущений с положительным отклонением.

7. Сильные ионосферные бури протекают со спадом плотности ионизации и критических частот.

ЛИТЕРАТУРА

1. «Руководство по вертикальному зондированию ионосферы». (Пер. с англ. под ред. Н. В. Медниковой и Б. С. Шапиро.). М., Изд-во АН СССР, 1957.
2. М. П. Долуханов. Распространение радиоволн. М., Связьиздат, 1960.
3. В. Н. Кессених. Распространение радиоволн. М., Гостехиздат, 1952.
4. Я. Л. Альперт. Распространение радиоволн в ионосфере. М.—Л., Гостехиздат, 1947.
5. С. К. Митра. Верхняя атмосфера (пер. с англ. Г. В. Розенберга и Е. А. Макаровой). М., Изд-во иностр. лит., 1955.

В. Н. ПОНОМАРЕВ, В. В. МОСКВИН

Н-МАГНИТОМЕТР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЙ В БУРОВЫХ СКВАЖИНАХ

Дано описание магнитометра для измерения горизонтальной составляющей магнитного поля в наклонных скважинах с известным азимутом искривления.

Горизонтальная составляющая полного вектора магнитного поля H в скважине равна геометрической сумме вектора нормальной горизонтальной составляющей земного поля H_0 и горизонтальной составляющей поля от намагниченных рудных тел H_a . Направление аномального вектора H_a может быть использовано для определения азимута намагниченного рудного тела, находящегося в стороне от скважины [1]. Модуль H_a характеризует намагниченность и элементы залегания объекта.

Метод определения H_a . Для определения H_a , очевидно, необходимо найти полный вектор H и вычесть из него геометрически вектор H_0 , который должен быть известен.

Разработанный нами опытный образец магнитометра непосредственно определяет две взаимно перпендикулярные составляющие вектора H . Для этой цели применены два взаимно перпендикулярных датчика, каждый из которых определяет проекцию магнитного поля на его ось. Для осуществления привязки угловых данных H , получаемых с магнитометра, к магнитному меридиану ось одного из датчиков постоянно ориентируется по азимуту скважины, который должен быть известен.

Таким образом, если H — горизонтальная составляющая полного вектора магнитного поля, действующая на датчики в скважине (рис. 1), то

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_a.$$

Пусть ось первого датчика на чертеже совпадает с осью x , а ось второго — с осью y . На первый и второй датчики действуют, соответственно, проекции поля H_x и H_y , которые непосредственно измеряются магнитометром;

α — известный азимут скважины в точке измерения;

H_0 — известный нормальный вектор, модуль которого определяется на поверхности земли, в местах, где нет возмущающих объектов.

$$H_0 = \sqrt{H_{0x}^2 + H_{0y}^2},$$

где H_{0x} и H_{0y} — измеряемые магнитометром проекции H_0 на оси датчиков при одном каком-либо положении прибора.

Тогда проекции H_0 на оси x и y в скважине равны:

$$H_{0x} = H_0 \cdot \cos \alpha$$

$$H_{0y} = H_0 \cdot \sin \alpha$$

Проекция искомого вектора H_a на оси x и y

$$H_{ax} = H_x - H_{0x}$$

$$H_{ay} = H_y - H_{0y}$$

Угол между азимутом скважины и направлением H_a в точке измерения

$$\beta = \arctg \frac{H_{ay}}{H_{ax}}$$

Затем находим величину $|H_a|$ и азимут α_a аномального вектора:

$$\alpha_a = \alpha + \beta$$

$$|H_a| = \sqrt{H_{ax}^2 + H_{ay}^2}$$

Принцип действия и блок-схема Н-магнитометра. Магнитометр (рис. 2) построен на принципе выделения и детектирования второй гармоники, появляющейся в напряжении возбуждения магнитомодуляционного датчика при воздействии на последний магнитного поля [2, 3]. Генератор 1 создает синусоидальное напряжение частоты 1000 гц, которое усиливается по мощности усилителем 2 и затем очищается от гармоник полосовым фильтром 3, также настроенным на частоту 1000 гц.

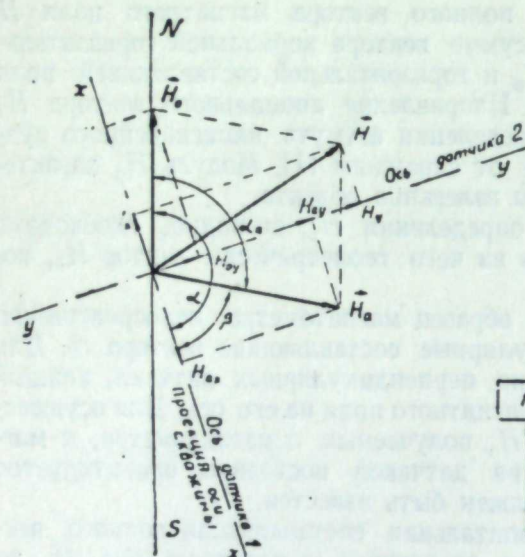


Рис. 1. Проекция векторов магнитного поля в скважине на горизонтальную плоскость.

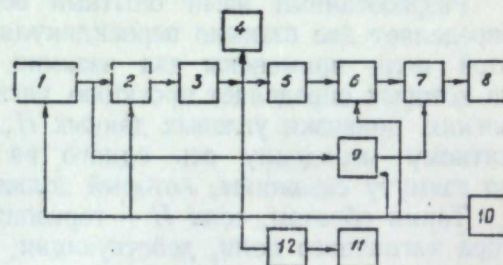


Рис. 2. Блок-схема Н-магнитометра.

1 — генератор; 2 — усилитель; 3 — первый фильтр 1000 гц; 4 — датчик; 5 — второй фильтр 2000 гц; 6 — усилитель 2000 гц; 7 — фазочувствительный детектор; 8 — индикатор поля; 9 — усилитель 1000 гц; 10 — преобразователь напряжения; 11 — потенциометр; 12 — блок компенсации.

Напряжение с выхода фильтра подается на датчик 4, где под действием измеряемого магнитного поля возникает напряжение второй гармоники, которое затем поступает на вход полосового фильтра 5, настроенного на частоту 2000 гц и служащего для выделения второй гармоники и подавления основной частоты.

Напряжение второй гармоники усиливается резонансным усилителем 6 и подается одновременно с опорным напряжением частоты 1000 гц с генератора 1 на фазочувствительный детектор 7. Опорное напряжение поступает на детектор через усилитель 9, являющийся буфером и согласую-

щим каскадом между генератором и детектором. Постоянное напряжение с детектора подается на стрелочный индикатор 8.

В магнитометре применен компенсационный метод измерения. Замеры поля точечные. Через обмотку датчика пропускается ток от сухой батареи, величина и направление которого регулируются до полной компенсации внешнего поля. Ток измеряется по создаваемому им падению напряжения на известном сопротивлении. Для этой цели используется потенциометр. Постоянная обмотки датчика определяется в кольцах Гельмгольца обычным путем. Зная ее величину, можно определить цену деления потенциометра в гаммах. Питание анодных цепей осуществляется от полупроводникового преобразователя 10. Для питания всей станции используется аккумуляторная батарея 5НҚН-60.

Процесс измерения заключается в следующем. В точке замера прекращают подъем снаряда и, подключив один датчик, компенсируют действующее на него магнитное поле до нуля, руководствуясь показаниями индикатора поля. Затем измеряют ток компенсации при помощи потенциометра, проградуированного в гаммах. Таким же образом измеряют поле, действующее на второй датчик, предварительно подключив его с помощью реле к схеме. По двум найденным проекциям H вычисляют, как было показано выше, величину и направление H_a .

Принципиальная схема. Рассмотрение принципиальной схемы магнитометра (рис. 3) удобно начать с датчиков. В приборе применены магнитомодуляционные датчики второй гармоники; датчики одноэлементные (с одной обмоткой), что связано с необходимостью измерять в скважине две компоненты поля (применять два датчика), использовать стандартный трехжильный каротажный кабель, а также удобно для упрощения выводов к датчикам.

Напряжение возбуждения 1,6 в с частотой 1000 гц подается с выхода первого фильтра через две жилы кабеля. С этих же жил снимается напряжение второй гармоники и поступает на второй фильтр. Индуктивность датчика порядка 0,27 гн и емкость между двумя жилами кабеля порядка 0,1 мкф образуют параллельную резонансную цепь на частоте около 1000 гц и представляют активную нагрузку для первого фильтра на этой частоте.

Взаимные емкости между жилами кабеля C_{ab} , C_{av} , C_{bv} (рис. 4), составляющие около 0,06 мкф каждая, способствуют проникновению сигналов с одного датчика в цепь другого и наоборот, что делает невозможной их одновременную работу. Поэтому датчики подключаются в схему поочередно с помощью реле, расположенного в снаряде и питаемого от общего аккумулятора.

Действие поля на датчик сказывается в появлении второй гармоники в напряжении возбуждения, следовательно, последнее само по себе должно иметь минимальное содержание второй гармоники, иначе появится паразитный сигнал постоянной фазы, накладывающийся на полезный сигнал. Отсюда, первое требование к задающему генератору — минимум нелинейных искажений.

Как видно из блок-схемы, сигнал возбуждения частоты / после генератора добавочно очищается от гармоник первым фильтром. Частота 2/, в свою очередь, пропускается вторым фильтром и резонансным усилителем. Требование к стабильности частоты генератора определяется полосами пропускания этих трех избирательных элементов. Наиболее узкополосным является второй фильтр, где отклонение частоты на 20 гц в полосе пропускания вызывает изменение коэффициента пропускания на 20%.

Изменение амплитуды возбуждения на датчике приводит к изменению чувствительности прибора.

на вход 7,2 в напряжения одной частоты 2000 гц оно ослабляется в 800 раз. При подаче же на вход фильтра напряжения основной частоты, вторая гармоника этого напряжения ослабляется всего в 80 раз. Процент второй гармоники от напряжения возбуждения на выходе первого фильтра составляет 0,017%.

Фильтр 2000 гц — несимметричный, состоит из четырех Г- и Т-образных звеньев типа К. Затухание по расчету на частоте 1000 гц — 50 дб (без учета потерь), а в реальном фильтре — 45 дб. Напряжение частоты 2000 гц от действия поля H повышается на выходе в 13 раз, вследствие резонансных свойств фильтра.

В месте присоединения датчика мы имеем параллельное соединение трех импедансов: датчик с кабелем, выходное сопротивление первого фильтра, входное сопротивление второго фильтра. На частоте 1000 гц выходное сопротивление первого фильтра равно 1000 ом, сопротивление

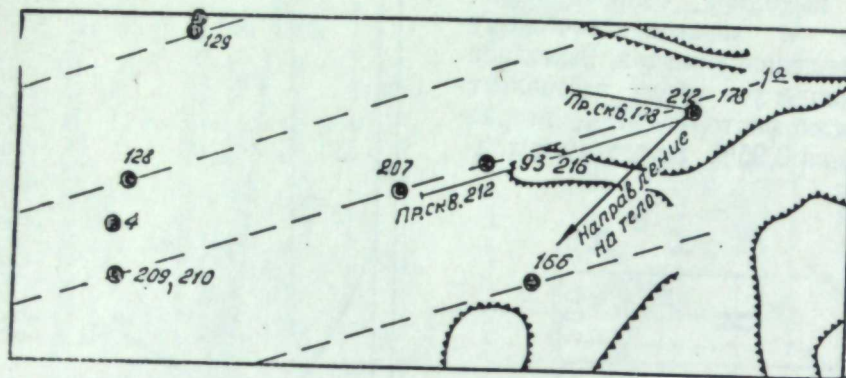


Рис. 6. План скв. 178 и 212.

контура датчик — кабель составляет около 3 ком, то есть одного с ним порядка, а входное сопротивление второго фильтра 27 ком, что препятствует прохождению тока указанной частоты через второй фильтр. На частоте же 2000 гц входное сопротивление второго фильтра около 1000 ом, а выходное сопротивление первого фильтра порядка 10 000 ом, так что ток частоты 2000 гц, возникающий в датчике, идет в основном через второй фильтр. Выходное сопротивление второго фильтра на 2000 гц равно 1,7 ком, что необходимо для согласования с входным сопротивлением следующего за ним лампового усилителя.

Для подстройки контура датчик — кабель служит емкость C_{11} .

Чувствительность датчика по второй гармонике к внешнему полю составляет 1 мкв/Г, что соответствует 13 мкв/Г на входе усилителя. Так как в магнитометре используется компенсационный метод измерения, необходимо иметь значительную чувствительность при слабых сигналах порядка десятков гамм.

Сигнал 2000 гц проходит через трехкаскадный усилитель на лампах L_3 и L_4 . Второй каскад является избирательным RC-усилителем на частоту 2000 гц с двойным Т-образным мостом в цепи обратной связи. Эквивалентная добротность его около 20. Коэффициент усиления всего усилителя на первичной обмотке выходного трансформатора равен 3600. Для регулировки чувствительности прибора служит потенциометр на входе усилителя 2000 гц.

Опорное напряжение частоты 1000 гц, необходимое для сравнения фазы напряжения возбуждения и второй гармоники в датчике и определения «полярности» магнитного поля, берется с генератора (L_1); через де-

литель R_{27} , R_{28} нужная амплитуда этого напряжения поступает в усилитель сигнала 1000 гц на лампе L_5 и затем на фазочувствительный детектор.

Между первым и вторым каскадами усилителя 1000 гц стоит фазосдвигающая цепь R_{34} , R_{35} , R_{36} , C_{26} для компенсации фазового сдвига и усилителе и компенсации фазового сдвига напряжения 1000 гц в первом фильтре, то есть для того, чтобы восстановить в фазочувствительном детекторе те же фазовые соотношения между опорным напряжением и второй гармоникой, которые существуют в датчике.

Фазочувствительный детектор собран по двухтактной схеме на двух идентичных диодах Д2-Д и нагружен на стрелочный индикатор поля. Для регулировки идентичности половин детектора используется потенциометр R_{30} (установка нуля индикатора поля при закороченном входе усилителя 2000 гц). Чувствительность магнитометра по стрелочному индикатору составляет 2Г на деление. Анодное напряжение всех ламп за исключением L_3 , стабилизировано с помощью стабилизатора СГ-4С. Мощность, потребляемая магнитометром от аккумулятора напряжением 6 в, составляет 13 вт.

Конструкция магнитометра. Вся электронная часть магнитометра собрана в одном корпусе. В каротажном снаряде помещается система датчиков и реле. Каждый датчик представляет собой цилиндрическую катушку с обмоткой 6000 витков. По оси симметрии катушки расположен сердечник из пермаллоевой проволоки диаметром 0,3, длиной 38 мм. Оба датчика жестко укреплены на крестовине и расположены взаимно перпендикулярно. Крестовина с датчиками подвешена на кардане и с помощью отвеса ориентируется в горизонтальной плоскости. Карданный подвес укреплен в вилке, вращающейся в подшипниках вокруг продольной оси снаряда. При помощи груза-эксцентрика (если снаряд находится в наклонном положении) вилка ориентируется так, что один из подвижно связанных с ней датчиков расположен все время в плоскости наклона скважины. Датчики электрически соединяются со схемой посредством тонких гибких проводников и пружинных контактов. Снаряд рассчитан на работу в скважинах с углом наклона не более 30 и не менее 5°. Во избежание магнитных наводок на датчик, реле в снаряде заключено в пермаллоевый экран.

Результаты опытного опробования магнитометра. Прибор опробован на Лебяжинском железорудном месторождении Нижне-Тагильского района Свердловской области. Объектом исследований явилась скв. 212, пройденная из одной точки со скв. 178 (рис. 6). Средний угол наклона ее 20°. Начальный азимут 253°. Исследования про-

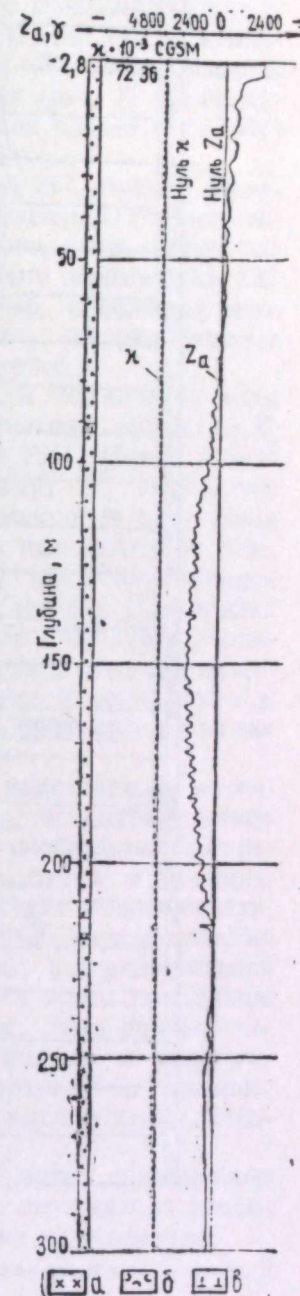


Рис. 7. Кривые Z_a и x по скв. 178 (по данным Среднеуральской каротажной партии). а — сенинты; б — роговики; в — туфы.

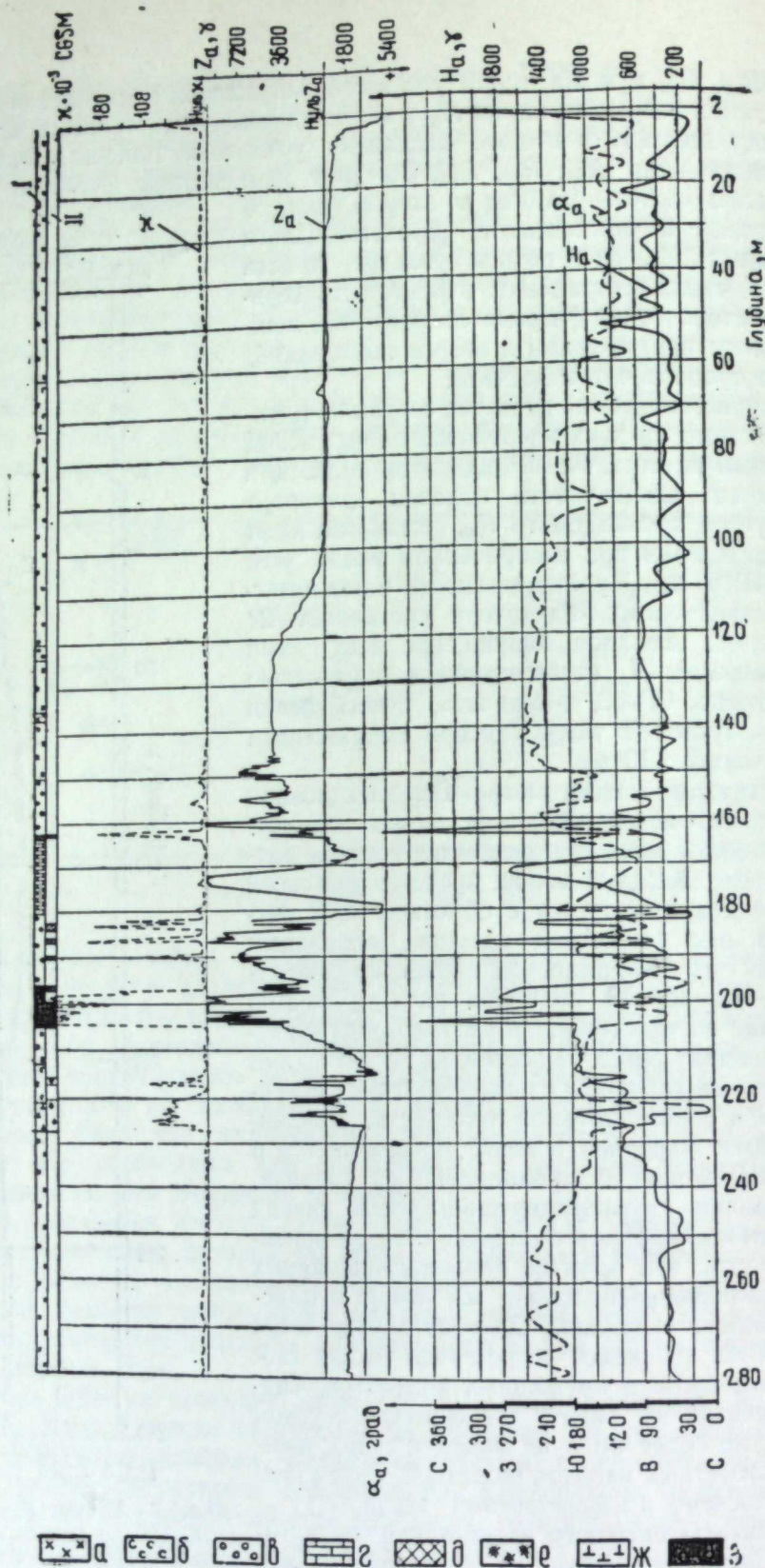


Рис. 8. Диаграмма по скв. 212.
Горизонтальная аномальная составляющая: H_a — модуль, α_a — азимут; α — сне-
жники; б — роговики; в — скарны пироксен-хлоритовые; г — известняки; д — магне-
титы с малым и средним содержанием железа; е — скарны гранат-магнетит-пироксен-
эпидотовые; ж — туфы порфириновые; з — магнетиты с большим содержанием желе-
за; I — геологическая колонка; II — данные х-каротажа.

водились до глубины всего лишь 280 м, поэтому в вычислениях допуска-
лось, что направление скважины на всем этом интервале остается неизмен-
ным. Нормальное поле H_0 взято как среднее арифметическое из шести
замеров скважинным магнитометром на поверхности в отсутствии возму-
щающих масс и оказалось равным 16 280Г. Основная разведываемая руд-
ная зона расположена к западу от скв. 212. В связи с этим скв. 178, име-
ющая угол наклона 1—10°, была задана под азимутом 280°; она оказалась
безрудной. Каротаж вертикальной составляющей поля (рис. 7) подтверж-
дает здесь наличие рудного тела в стороне. Аномалия слабая (—1700Г)
и расплывчатая, следовательно, тело находится вдалеке.

По сравнению со скв. 178 скв. 212 направлена на 27° южнее; верти-
кальная составляющая поля по ней имеет более интенсивную отрицатель-
ную аномалию порядка —4400Г (рис. 8). Кроме того, здесь встречены
скарны; имеется даже небольшой рудный интервал. Таким образом, скв. 212
задана более правильно, чем скв. 178. Рудная залежь, создающая ано-
малию вертикальной составляющей магнитного поля, которая вначале
была обнаружена в скв. 178, находится несколько южнее.

Результаты измерений горизонтальной составляющей магнитного поля
в скв. 212 приведены на рис. 8. В зоне отрицательной аномалии Z_a
на глубине 100—145 м поле H_a имеет азимут около 225°. Ниже, в зоне
рудного подсечения, в интервале 150—205 м, азимут H_a изменяется
на 165°, то есть меняет знак. В случае простой аномалии (в отсутствии
посторонних боковых тел) азимут H_a должен был бы измениться на 180°. Не-
большая скариновая зона на глубине 215—227 м, характеризующаяся
незначительными отрицательными отметками Z_a и величиной H_a порядка
12000Г, расположена почти точно к югу под азимутом 170—175°. В ниж-
ней части скважины на глубине 245—280 м чувствуется влияние удален-
ного тела (слабо отмечается аномалией второго порядка и по кривой Z_a),
расположенного под азимутом порядка 210°, то есть примерно в том же
направлении, что и верхнее рудное тело.

В заключение необходимо отметить, что общим недостатком много-
компонентных магнитометров с системой датчиков, ориентирующихся
относительно плоскости наклона скважины, является необходимость опре-
деления азимута направления скважины независимым путем с помощью
азимутального инклинометра. В принципе, это затруднение можно обойти,
измеряя, например, градиент азимута вектора H двумя парами взаимно
перпендикулярных датчиков, расположенных, во-первых, в горизонтальной
плоскости, во-вторых, на некотором расстоянии друг от друга по глубине
и постоянно ориентированных относительно друг друга. Зная приращение
азимута вектора H в любой точке скважины по отношению к направле-
нию на поверхности, можно определить азимут вектора H в скважине
даже в случае, когда последняя будет иметь точно вертикальные интер-
валы.

Горизонтальный магнитометр может быть простым путем преобразован
в трехкомпонентный. Для этого достаточно добавить вертикально ориен-
тированный датчик. Целесообразно подключить также каппа-датчик.

Приложение к рис. 3

Данные трансформаторов

- Тр. 1 — феррит Ф-400; Ш-12; I — 3000 пэл 0,1; II — 2×3000 пэл 0,1
Тр. 2 — пермаллой; Ш-12×20; I — 2×2500 пэл 0,1; II — 800 пэл 0,13
Тр. 3 — пермаллой; Ш-7×10; I — 2000 пэл 0,1; II — 2000 пэл 0,1
Тр. 4 — Э4А, Ш-15×20; I — 4000 пэл 0,1; II — 2×400 пэл 0,12
Тр. 5 — пермаллой; Ш-7×15; I — 3000 пэл 0,1; II — 1500 пэл 0,14
Тр. 6 — пермаллой; Ш-7×12; I — 2×23 пэл 0,85; II — 2×5 пэл 0,36;
III — 1100 пэл 0,12

Данные дросселей

Др. 1 — феррит Ф-400; Ш-12; $L=1,2$ гн; $N=1000$ пэл 0,23
Др. 2 — феррит Ф-400; Ш-12; $L=1,2$ гн; $N=1120$ пэл 0,23
Др. 3 — феррит Ф-400; Ш-12; $L=1,38$ гн; $N=1280$ пэл 0,23
Др. 4 — феррит Ф-400; Ш-12; $L=1,6$ гн; $N=1100$ пэл 0,23
Др. 5 — феррит Ф-1000; Ш-7; $L=64$ мгн; $N=300$ пэл 0,23
Др. 6 — феррит Ф-400; Ш-12; $L=6,36$ гн; $N=3000$ пэл 0,14
Др. 7 — феррит Ф-400; Ш-12; $L=4$ гн; $N=2500$ пэл 0,14
Др. 8 — Э4А, Ш-15×20; $N=5000$ пэл 0,1

Данные датчиков

Сердечник — пермаллой 80НХС, $\varnothing$ 0,3 мм, длина 38 мм, число витков 6000 пэл 0,1.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Пономарев, В. Ф. Захарченко. Определение азимута намагниченного шара. Сб. «Прикладная геофизика». Вып. 27. М., Гостоптехиздат, 1960, стр. 171—174.
2. М. А. Розенблат. Магнитные усилители. М., Изд-во «Советское радио», 1956, стр. 36.
3. D. C. Rose, J. N. Bloom. A saturated core recording magnetometer. Can. j. of research. Section A. Phys. sci. V. 28. March, No. 2, 1950, p. 153—163.
4. Э. О. Сааков. Теория и расчет избирательных RC-систем. М., Госэнергоиздат, 1954.
4. Н. Д. Босый. Электрические фильтры. Киев, Гостехиздат УССР, 1955.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР УРАЛЬСКИЙ ФИЛИАЛ

ВЫП. 2

ТРУДЫ ИНСТИТУТА ГЕОФИЗИКИ

1962

В. Н. ПОНОМАРЕВ, В. Ф. ЗАХАРЧЕНКО

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ В ШУРФЕ ПРИ НАЛИЧИИ РУДНОГО ТЕЛА ШАРООБРАЗНОЙ ФОРМЫ

Описаны способы интерпретации аномалий вертикальной составляющей и градиента магнитного поля земли от тел шарообразной формы для случая, когда наблюдения проведены в шурфе. Даны расчетные формулы и вид аномального поля.

В нашей предыдущей работе¹ обсуждалась возможность использования вертикальной составляющей магнитного поля, измеренного в шурфах, для определения интенсивности намагничивания горных пород и оценки величины той части аномалии, которая вызывается глубинным телом, более магнитным по сравнению с вмещающими породами. Однако приведенные в указанной выше работе формулы являются справедливыми, когда возмущающий объект залегает глубоко и не создает практически заметных градиентов поля. В тех случаях, когда магнитная залежь находится на небольшом расстоянии от шурфа и поле от возмущающего объекта неоднородно вдоль оси шурфа, интерпретация результатов измерений требует дополнительных исследований.

Рассмотрим поле намагниченного шара, центр которого находится на глубине L от устья шурфа. Вертикальная составляющая магнитного поля такого тела в выбранной нами системе координат будет иметь вид

$$Z_a^{\text{шара}} = \frac{4\pi}{3} R^3 I_p \frac{\mu_p - \mu_n}{(\mu_p - 1)\mu_n} \cdot \frac{2(L+z)^2 - r^2}{[r^2 + (L+z)^2]^{3/2}}; \quad (1)$$

R — радиус шара; I_p — намагниченность рудного тела;
 μ_p и μ_n — магнитные проницаемости руды и вмещающей породы;
 z — высота или глубина точки наблюдения от устья шурфа;
 r — расстояние точки наблюдения от вертикали, проходящей через центр шара;
 $\frac{\mu_p - \mu_n}{(\mu_p - 1)\mu_n}$ — множитель, который для слабомагнитных вмещающих пород

положим равным единице.

Суммарное выражение вертикальной составляющей магнитного поля на оси шурфа, заданного в эпицентре аномалии, будет иметь вид

$$Z_a = 2\pi I_n \left[1 - \frac{z+h}{\sqrt{(z+h)^2 + a^2}} + \frac{z}{\sqrt{z^2 + a^2}} + \frac{4}{3} R^3 \frac{I_p}{I_n} \cdot \frac{1}{(L+z)^3} \right]. \quad (2)$$

¹ В. Н. Пономарев, В. Ф. Захарченко. Использование измерений магнитного поля в шурфах для определения намагниченности горных пород в условиях их естественного залегания. «Разведка и охрана недр», № 9, 1958.

Как видно по кривым магнитного поля шурфа для случая $I_p/I_n=10$ (см. рисунок), поле рудного тела сдвигает кривую магнитного поля в сторону положительных значений, причем меньше в области максимума и больше в области минимума. Следовательно, использование кривых Z_a такого типа для определения намагниченности I_n вмещающих пород даст несколько заниженное значение. Отсутствие явно выраженного минимума на кривой может свидетельствовать о малом влиянии вмещающих пород на магнитное поле аномалии. Однако в обоих случаях (магнитные или немагнитные вмещающие породы) кривая может быть использована для уточнения элементов залегания возмущающего тела.

В устье и на забое достаточно глубокого шурфа аномальное поле в шурфе равно нулю. Следовательно, в этих точках магнитность вмещающих пород не будет сказываться. Так, в случае шара значения аномального поля в точках $z=0$ и $z=-h$ равны

$$Z_a(z=0) = \frac{8\pi}{3} R^3 I_p \frac{1}{L^3}; \quad (3)$$

$$Z_a(z=-h) = \frac{8\pi}{3} R^3 I_p \frac{1}{(L-h)^3}. \quad (4)$$

Совместное решение этих уравнений дает соотношение для вычисления глубины до центра шара

$$L = \frac{h}{1 - \sqrt[3]{\frac{Z_{z=0}}{Z_{z=-h}}}}. \quad (5)$$

После определения глубины до центра шара по одной из следующих формул можно определить магнитный момент

$$M = \frac{Z_{z=0}}{2} \cdot L^3$$

или

$$M = \frac{Z_{z=-h}}{2} (L-h)^3. \quad (6)$$

Описанные выше приемы интерпретации кривой, снятой в шурфах, не требуют знания магнитных свойств вмещающих пород.

Однако в этом случае необходимо знать величину нормального поля Z_0 .

Кроме вертикальной составляющей, можно также использовать градиент вертикальной составляющей поля. Тогда отпадает необходимость в учете нормального земного магнитного поля, а влияние магнитных свойств вмещающих пород при интерпретации легко исключается. Выражение для градиента вертикальной составляющей в рассматриваемом здесь случае получим, используя формулу (2):

$$\frac{dZ}{dz} = 2\pi I_n \left[-\frac{a^2}{[(z+h)^2+a^2]^{3/2}} + \frac{a^2}{[z^2+a^2]^{3/2}} - 4R^3 \frac{I_p}{I_n} \cdot \frac{1}{(L+z)^4} \right]. \quad (7)$$

По значениям градиента в трех точках: в устье $\left(\frac{dZ}{dz}\right)_{z=0}$, на забое

$\left(\frac{dZ}{dz}\right)_{z=-h}$ и в центре шурфа $\left(\frac{dZ}{dz}\right)_{z=-h/2}$ можно составить уравнение для определения глубины L до центра шара

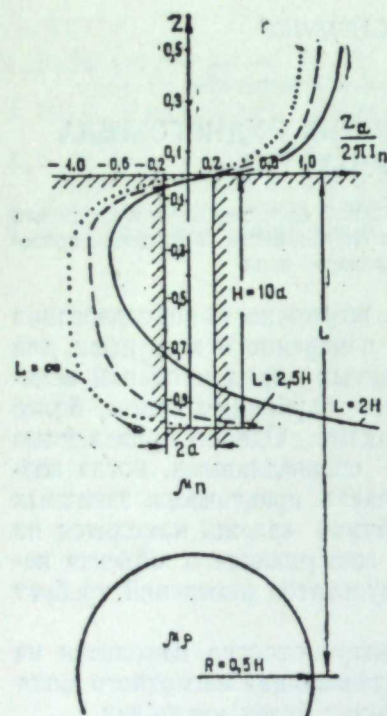
$$\left(L - \frac{h}{2}\right)^4 \left[\frac{1}{L^4} + \frac{1}{(L-h)^4} \right] = \frac{\left(\frac{dZ}{dz}\right)_{z=0} + \left(\frac{dZ}{dz}\right)_{z=-h}}{\left(\frac{dZ}{dz}\right)_{z=-h/2}}. \quad (8)$$

Решить это уравнение, очевидно, проще всего графически. Возможно также совместное использование кривой вертикальной составляющей магнитного поля и градиента этого поля. Уравнение для вычисления глубины L в этом случае будет

$$\left[\frac{1}{(L-h)^3} - \frac{1}{L^3} \right] \left(L - \frac{h}{2}\right)^4 = 3 \frac{Z_{z=0} - Z_{z=-h}}{\left(\frac{dZ}{dz}\right)_{z=-h}}. \quad (9)$$

В этом равенстве использованы две точки кривой вертикальной составляющей магнитного поля и одна точка кривой градиента. После определения элементов залегания возмущающего тела из кривой вертикальной составляющей магнитного поля, снятой в шурфе, необходимо вычесть магнитное поле тела. Используя формулу, приведенную в нашей предыдущей работе, по исправленному значению $Z_{max} - Z_{min}$ можно определить намагниченность вмещающих пород.

В заключение следует отметить, что интерпретация результатов магнитометрических измерений в шурфах, при расположении рудного тела шарообразной формы ниже забоя, позволяет определить, кроме намагниченности вмещающих пород, глубину залегания центра шара и его магнитный момент. Аналогично могут быть рассмотрены случаи намагниченных тел другой формы.



Вертикальная составляющая магнитного поля в шурфе при различной глубине залегания шарообразного рудного тела.

Н. А. ИВАНОВ, В. Н. МЕНЬКОВ

ИНДУКЦИОННЫЙ БАЛЛИСТИЧЕСКИЙ ПРИБОР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ И ОСТАТОЧНОГО НАМАГНИЧЕНИЯ ОБРАЗЦОВ ГОРНЫХ ПОРОД

Излагается принцип действия индукционного баллистического прибора и приводятся экспериментальные исследования различных факторов, влияющих на его показания. Чувствительность прибора для магнитной восприимчивости 6×10^{-6} CGSM и для остаточного намагничивания 12×10^{-6} CGSM. Конструкция прибора позволяет производить измерения магнитных свойств штуфов и измельченных проб горных пород в полях 0,5 э и более, в лабораторных и полевых условиях.

Принцип действия индукционных приборов для измерения магнитных свойств горных пород основан на использовании изменения магнитного сопротивления цепи. Исследуемый образец устанавливается в зазор между полюсами магнитов или ферромагнитных сердечников. При удалении образца увеличивается магнитное сопротивление цепи и в ней, следовательно, изменяется магнитный поток. Изменение потока наводит ЭДС в приемных катушках, намотанных на сердечниках, пропорционально магнитному моменту образца. Импульс ЭДС отмечается при помощи баллистического гальванометра.

По этому принципу в 1943 г. Т. Н. Розе-Симоненко сконструировала индукционный баллистический прибор для измерения магнитной восприимчивости порошкообразных проб в сильных полях¹. Прибор имел цену деления 30×10^{-6} CGSM и позволял делать отсчеты с точностью 0,5—1 деление шкалы. Конструкция проста и удобна для полевых условий, но наличие сильного намагничивающего поля, необходимость измельчения пробы и невозможность измерения остаточного намагничивания сильно ограничивали область применения прибора.

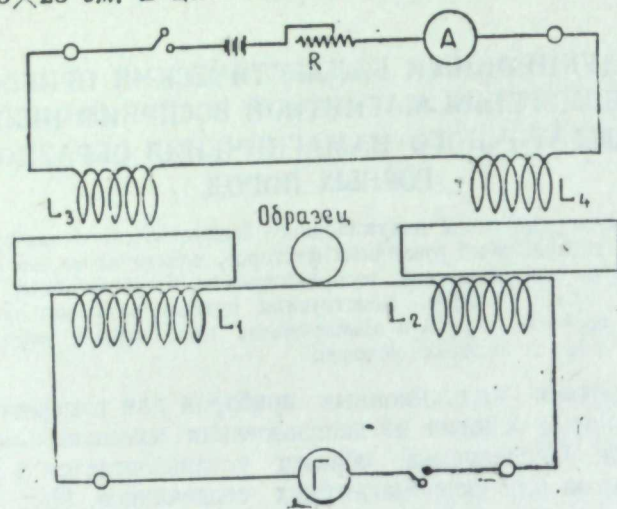
Н. А. Иванов в 1947 г. разработал индукционный баллистический прибор, позволяющий измерять магнитную восприимчивость и остаточный магнетизм штуфов горных пород и магнитную восприимчивость порошкообразных проб. Датчиками были две катушки с сердечниками в виде стержневых магнитов размерами $19 \times 3 \times 3$ см. Катушки включали последовательно и замыкали на баллистический гальванометр типа φ конструкции Ленинградского университета. Максимальная чувствительность его к магнитной восприимчивости 6×10^{-6} CGSM. Конструкция позволяла применять прибор в полевых условиях; производительность достигала 150—300 об-

¹ Т. Н. Розе. Определение магнитной восприимчивости слабомангнитных материалов. Докл. НИИЗМА, № 1. М., Гидрометеониздат, 1947.

разцов в течение рабочего дня. Недостатками являлись сильные магнитные поля (6—90 э), в которых измерялась магнитная восприимчивость образцов, и малая чувствительность к остаточному намагничению.

Для устранения этих недостатков требовалось уменьшить намагничивающее поле в зазоре и повысить магнитную проницаемость тела сердечников. Эти недостатки учтены при конструировании индукционного прибора, описанного в данной статье.

Описание прибора. Он аналогичен прибору со стержневыми магнитами, разработанному Н. А. Ивановым в 1947 г. Измерительные обмотки катушек L_1 и L_2 (см. рисунок) имеют по 30 000 витков провода пэл 0,23. Сопротивление обеих обмоток 5000 ом. Намагничивающие обмотки катушек L_3 и L_4 намотаны сверх измерительных и имеют по 500 витков провода пэл 0,33. Сердечники катушек набраны из листов трансформаторной стали размерами $3 \times 3 \times 25$ см. В цепи обмоток намагничения включены источник



Принципиальная схема прибора.

питания, амперметр и переменное сопротивление. Для создания поля в межполюсном пространстве 0—2 э требуется подать ток в пределах 0—200 ма.

Намагничивающее поле в межполюсном пространстве можно создать и другими способами; например, сердечники могут быть установлены по направлению земного магнитного поля или одной из его составляющих. В этом случае намагничивающее поле в зазоре будет равно сумме земного и индукционного полей сердечников. Можно вместо земного поля использовать поле колец Гельмгольца, диаметр которых должен быть в 3—4 раза больше, чем поперечные размеры образца. Можно использовать также постоянные магниты, установленные на оси сердечников или параллельно оси, которые будут намагничивать сердечники и образец. Для удобства регулирования напряженности намагничивающего поля в приборе использованы намагничивающие обмотки на сердечниках.

Катушки с сердечниками устанавливаются на плоской подставке из винипласта и могут передвигаться для регулировки межполюсного расстояния между сердечниками (в пределах от 6 до 23 см через 1 см) и фиксироваться при помощи стопорного штифта и линеек с вырезами.

В качестве индикатора используется гальванометр типа ГЗС-47, его постоянная по току $7,3 \times 10^{-10}$ а/мм/м, внутреннее сопротивление 540 ом, критическое сопротивление 5500 ом, собственный период колебаний 4,8 сек, баллистическая постоянная 380 мкс на деление шкалы микроскопа. Для ре-

гистрации отклонения рамки гальванометра применена система автоколлиматора с фокусным расстоянием объектива 9,7 см и отсчетный микроскоп типа МИР-1М ($\times 25$), отсчеты на котором возможны с точностью до 0,2 деления. Отсчеты, получаемые по шкале микроскопа, пропорциональны магнитному моменту образца. Для определения цены деления в единицах магнитного момента использована катушка постоянной $sW = 5200$, где s — эффективное сечение катушки; W — количество витков; размеры катушки $5 \times 4,5 \times 4,5$ см. Градуировку производили точно так же, как если бы в центре зазора стоял образец, отброс рамки гальванометра измеряли в момент удаления катушки с током из зазора. Эта же катушка применялась для измерения обычным методом напряженности намагничивающего поля в межполюсном пространстве сердечников.

Значения одного деления шкалы прибора в единицах магнитного момента для различных фиксированных расстояний между полюсами сердечников приведены ниже:

Расстояние между полюсами сердечников, см	7	8	10	12	14	17	19	223
Цена деления в единицах магнитного момента, $P \times 10^3$ CGSM	10,3	12,2	18,1	23,8	31,5	42,2	53,4	80,1

Понижать чувствительность прибора и тем самым расширять пределы измерения можно, увеличивая зазор между сердечниками или шунтируя гальванометр. Интенсивность намагничивающего поля можно изменять от 0 до 10 э и более, что позволяет определять магнитную восприимчивость в различных намагничивающих полях.

Упрощенная теория измерений на индукционном приборе. Представим образец в виде шара с магнитным моментом $M = Iv$ (I — интенсивность намагничения; v — объем образца) и установим его по оси сердечника приемной катушки. Расстояние от центра сердечника до центра образца r . Сердечник возьмем небольшой длины по сравнению с r , чтобы можно было применять упрощенные формулы для расчета поля. При таких условиях образец создает в центре сердечника на расстоянии r поле F в соответствии с формулой $F = \frac{2M}{r^3}$.

При удалении образца по направлению, перпендикулярному оси сердечника, в приемной катушке изменится поток на величину $\Delta\Phi$, причем изменение потока равно произведению напряженности поля F , площади сечения сердечника S , проницаемости тела сердечника μ_t и количества витков катушки W : $\Delta\Phi = FS\mu_t W$.

Баллистический гальванометр, включенный в цепь приемной обмотки катушки, регистрирует интегральное значение тока при приложении импульса ЭДС $E(t) = -\frac{d\Phi}{dt}$; при этом справедливо соотношение между количеством электричества и конструктивными параметрами измерительной цепи $q = \frac{FS\mu_t W}{R}$.

Подставив значение поля F через магнитный момент и расстояние r , получим следующее количество электричества

$$q = \frac{2IvS\mu_t W}{r^3 R} \quad (1)$$

Как известно, отброс гальванометра α пропорционален количеству электричества

$$q = C_b \alpha, \quad (2)$$

где C_b — баллистическая постоянная.

Из формул (1) и (2) находим отброс гальванометра через конструктивные параметры прибора и интенсивность намагниченности образца

$$\alpha = \frac{WS\mu_r}{C_b R} \cdot \frac{2v}{r^3} I. \quad (3)$$

Для реального прибора r меньше или равно длине сердечника, а поэтому степень при r будет другой. Тем не менее, общая структура формулы и величины, входящие в нее, будут аналогичны.

$$\alpha = \frac{WS\mu_r}{C_b R} \cdot \frac{2v}{r^n} I, \quad (4)$$

где n — некоторое постоянное число. Ориентировочные расчеты по результатам измерений дают n порядка 3,25. Для более точного учета взаимодействия образца и сердечника, возможно, придется формулу представить в виде ряда относительно r с различными показателями степени n .

Для двух датчиков, что имеет место в нашем приборе, показания гальванометра будут в 2 раза больше, тогда

$$\alpha = \frac{2WS\mu_r}{C_b R} \cdot \frac{2v}{r^n} I. \quad (5)$$

Для измерения магнитной восприимчивости образец должен быть намагничен известным по величине магнитным полем H_e , направленным вдоль оси стержней. В этом случае интенсивность намагничивания связана с магнитной восприимчивостью при известном намагничивающем поле по формуле

$$I_n = \frac{H_e x}{1 + Nx}, \quad (6)$$

где N — коэффициент размагничивания образца;
 x — магнитная восприимчивость.

Обозначив

$$\frac{x}{1 + Nx} = x', \quad (6')$$

получим $I_n = H_e x'$.

Если принять точность измерений x 3% и N образца порядка 4, что соответствует образцам изометричной формы, то для x меньше 8000×10^{-6} CGSM поправку на коэффициент размагничивания можно не учитывать; x' практически равно x .

Рассмотрим случай, когда образец имеет остаточный и наведенный магнетизм: $I = I_n + I_r$. Для вычисления I_n и I_r необходимо раздельно провести два измерения, повернув образец при втором измерении на 180° . Если при первом измерении получено $I_1 = I_n + I_r$, то после поворота образца будем иметь $I_2 = I_n - I_r$. Следовательно, $I_n = \frac{I_1 + I_2}{2}$, $I_r = \frac{I_1 - I_2}{2}$. Зная на-

магничивающее поле H_e , вычисляем $x' = \frac{I_n}{H_e}$ и в случае больших значений x' вводим поправку за размагничивающий фактор на основании формулы (6')

$$x = \frac{x'}{1 - Nx'}.$$

Для определения полного вектора остаточного намагничивания, очевидно, нужно сделать три серии измерений по трем заранее намеченным взаимно перпендикулярным осям образца.

Факторы, влияющие на показания прибора. Влияние магнитной восприимчивости образца. Были проведены измерения, при кото-

рых изменялась магнитная восприимчивость образца, а все остальные факторы, влияющие на отсчет, оставались неизменными. В качестве испытуемого материала взяли смесь песка с измельченным магнетитом в различных пропорциях, с известной магнитной восприимчивостью. Порошок насыпали в шарообразную колбу и измеряли отброс гальванометром для различных проб. Отсчеты брали для нескольких межполюсных расстояний, указанных выше.

Опыт показал, что для образцов с магнитной восприимчивостью x до 8000×10^{-6} CGSM наблюдается прямая пропорциональность между значением x и отсчетом. Погрешность измерений была в пределах 3%, что допустимо для баллистических измерений.

Влияние объема образца. Проведены измерения, при которых изменялся объем в пределах $660-24 \text{ см}^3$, а все прочие условия оставались постоянными. Для этой цели одну и ту же пробу насыпали в шарообразные колбы разного диаметра. Для более точного определения влияния объема на показания прибора проделаны опыты с разными по восприимчивости порошками и при различных расстояниях между сердечниками. Установлено, что отброс гальванометра увеличивается прямо пропорционально объему для различных значений магнитной восприимчивости в интервале $7-23 \text{ см}$ межполюсных расстояний.

Влияние формы образца и его ориентировки относительно оси сердечников. Если форма образца отличается от шара, то ориентировка его относительно оси сердечников сильно влияет на показания прибора. Измерения отброса гальванометром проводили при различных ориентировках образцов, изготовленных в форме параллелепипедов размерами $4,1 \times 6,1 \times 8 \text{ см}$ и $2 \times 4 \times 6 \text{ см}$, наполненных смесью песка с магнетитом. В результате измерений установлено, что отсчеты при разных ориентировках образца отличаются друг от друга, но среднее арифметическое из отсчетов при трех взаимно перпендикулярных положениях образца дает такой же отсчет, как и равновеликий шар, с точностью до 2,6%. Таким образом, можно считать установленным, что влияние формы образца устранимо, но при этом необходимо вместо одного измерения сделать три, как указано выше.

Влияние положения образца относительно центра межполюсного пространства. При установке образца не точно в центре между полюсами сердечников, на показания прибора будет накладываться добавочная погрешность измерений.

Опытом установлено, что если расстояние от грани образца до концов сердечников будет больше, чем 2 см , то даже заметная неточность в установке образца мало влияет на отсчет. Практически достаточно установить образец в центр между сердечниками с точностью $0,5 \text{ см}$, чтобы сходимость повторных отсчетов была в пределах 3%. С такой же точностью следует устанавливать образец по высоте относительно оси сердечника. Если образцы слабомагнитны, то расстояние от грани образца до конца сердечника можно брать и меньше 2 см , что не даст большого разброса в показаниях.

Влияние расстояния между сердечниками. Расстояние между сердечниками существенно влияет на чувствительность прибора (см. приведенные выше данные), вследствие этого предусматриваются строго фиксированные положения одного датчика относительно другого. Для каждого положения производится градуировка по магнитному моменту. Изменение чувствительности с расстоянием позволяет расширить диапазон измерений. Межполюсный зазор можно варьировать от 7 до 23 см , что дает возможность определять свойства образцов различных размеров.

Влияние напряженности намагничивающего поля. Увеличение напряженности намагничивающего поля в зазоре между полюсами сердечников при измерении магнитной восприимчивости повышает чувствительность прибора. Этим можно воспользоваться при измерении слабомагнитных образцов, если задачи измерений допускают применение более сильных полей, чем земное. В наших экспериментах магнитная восприимчивость измерялась в полях порядка земного (0,5 э), как принято в разведочной геофизике. В отдельных случаях, когда необходимо было увеличить отсчет, включалось намагничивающее поле 2 э. Опытом установлено, что для слабомагнитных образцов такой переход не влиял на значения магнитной восприимчивости и остаточного намагничивания образцов. Дальнейшее увеличение поля (более 5 э) может изменить у некоторых образцов естественную остаточную намагниченность, хотя обычно напряженность разрушающего поля более 10 э.

Магнитная восприимчивость измельченных проб, содержащих магнетит, измеренная в сильных магнитных полях, прямо пропорциональна количеству магнетита в пробе. Этим можно воспользоваться при изучении вещественного состава горных пород и руд. Предлагаемый прибор позволяет проводить такие измерения.

В общем случае прибор позволяет измерять магнитную восприимчивость в полях различной интенсивности и находить зависимость магнитной восприимчивости, как функции, от напряженности намагничивающего поля, что может иметь значение при решении некоторых специальных вопросов магнитной разведки.

Влияние конструктивных параметров на чувствительность прибора. Формула (5) отражает приближенно влияние параметров прибора на отсчет. Очевидно, что чувствительность прибора будет больше при увеличении количества витков W , площади сечения сердечника S , магнитной проницаемости тела сердечников к внешнему полю μ ; наоборот, увеличение баллистической постоянной C_b и сопротивления цепи R уменьшит чувствительность прибора. Все эти параметры в значительной степени связаны между собой, поэтому при конструировании прибора необходимо выбрать оптимальные значения каждого из них.

Баллистическая постоянная зависит от типа гальванометра и сопротивления цепи. Необходимо применять гальванометр, чувствительный к количеству электричества: например, М-21, ГЗС-47 или подобный им с критическим сопротивлением порядка 500—5000 ом. Гальванометр должен работать в режиме критического успокоения, в связи с чем сопротивление катушек должно приближаться к критическому сопротивлению гальванометра. Собственный период колебаний гальванометра следует выбирать в пределах 3—6 сек. При меньшем периоде колебаний отсчеты будут зависеть от скорости удаления образца, а при большом периоде уменьшится чувствительность (так как баллистическая постоянная прямо пропорциональна периоду свободных колебаний) и понизится производительность измерений.

Когда выбран гальванометр и определено сопротивление катушек, можно рассчитать количество витков, диаметр и длину провода в зависимости от размеров сердечника. Длина и площадь сечения сердечника определяется с учетом допустимых габаритов прибора и желаемой чувствительности. В общем случае увеличение размера сердечников повышает чувствительность, но разница получается небольшая. Увеличение длины сердечника более 25 см повышает чувствительность прибора незначительно. Так, при сердечнике $3 \times 3 \times 50$ см чувствительность повысилась на 24% по сравнению с сердечником $3 \times 3 \times 25$ см для одних и тех же измерительных катушек, а для сердечников $3 \times 3 \times 12,5$ см уменьшилась

в 2 раза. Уменьшение площади сечения сердечника понижает чувствительность прибора. Так, например, сердечник размером $1 \times 1 \times 25$ см дал понижение чувствительности на 60% по сравнению с сердечником $3 \times 3 \times 25$ см, при этом длина провода обмотки была одинакова. Такое сравнительно небольшое уменьшение чувствительности при изменении площади сечения в 9 раз объясняется увеличением количества витков и проницаемости тела сердечника. В нашем случае применялись сердечники $3 \times 3 \times 25$ см. В качестве материала необходимо брать магнитомягкую сталь с малым остаточным намагничиванием и небольшой коэрцитивной силой. Вполне пригодна трансформаторная и динамная сталь или железо типа армко с начальной проницаемостью порядка $(6 \div 7) \times 10^3$ CGSM. Дальнейшее увеличение магнитной проницаемости материала мало повышает чувствительность прибора, так как сердечник имеет большой коэффициент размагничивания, например, при увеличении проницаемости материала сердечника от $1000 \cdot 10^{-6}$ до $100\,000 \cdot 10^{-6}$ CGSM чувствительность прибора повысится только на 6%.

Результаты полевых испытаний. При испытаниях (летом 1959 г.) индукционный прибор был установлен в кернохранилище. Гальванометр укрепляли на штативе, поставленном на землю. Датчики с подставкой располагали на горизонтальной доске, причем оси ориентировались в широтном направлении. Питание производилось от батарей аккумуляторов на 6 в. Работали два наблюдателя: один измерял объем образцов, другой делал отсчеты на приборе. При этих условиях можно было измерять 30—40 образцов в течение часа. Измерения проводились по системе, описанной выше. Для сильномагнитных образцов учитывался коэффициент размагничивания. Наблюдения, выполненные на образцах при разных расстояниях между полюсами сердечников и различным намагничивающем поле, подтвердили правильность предварительных лабораторных испытаний.

Часть образцов, отобранных при полевых испытаниях, была повторно измерена на аstaticеском магнитометре. Определения проводились по несколько раз на обоих приборах, что позволило оценить погрешность измерений. Результаты измерений подсказывают следующие выводы.

1. Повторные независимые измерения магнитной восприимчивости, выполненные на индукционном приборе для образцов произвольной, но приблизительно изометричной формы, показывают, что результаты измерений совпадали со значениями, полученными на аstaticеском магнитометре. Относительная средняя квадратичная ошибка измерений равнялась 3% и для каждого отдельного измерения не превышала 8,5%.

2. Измерения магнитной восприимчивости, проведенные при разных расстояниях между полюсами сердечников, дают результаты в пределах обычной погрешности измерений.

3. Изменение напряженности намагничивающего поля в пределах 0,5—2 э не вызывает заметной разницы в измеренных значениях магнитной восприимчивости.

4. Относительная погрешность измерений остаточного намагничивания 3—5% — как и при измерении магнитной восприимчивости. При измерении остаточного намагничивания следует строго поворачивать образцы на 180° , так как в противном случае неизбежна значительная погрешность.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Индукционный баллистический прибор позволяет измерять магнитную восприимчивость и остаточный магнетизм образцов горных пород в полевых и лабораторных условиях с производительностью 20—40 образцов

в час. Измерения могут производиться как в слабых, так и в сильных полях 0—10 э. Чувствительность прибора к магнитной восприимчивости 6×10^{-6} , а к интенсивности остаточного намагничивания 12×10^{-6} CGSM.

Относительная погрешность измерений для образцов неправильной, но приблизительно изометричной формы, при значениях магнитной восприимчивости и остаточного магнетизма 300×10^{-6} — $100\,000 \times 10^{-6}$ CGSM в среднем составляет 3—5% и обычно не превышает $\pm 8,5\%$. При малых значениях магнитной восприимчивости и остаточного магнетизма относительная погрешность будет определяться отношением чувствительности прибора при выбранном зазоре между полюсами сердечников к измеряемой величине.

Прибор удовлетворяет всем основным требованиям разведочной геофизики по чувствительности, погрешности измерений, величине намагничивающего поля и производительности измерений.

При изучении палеомагнетизма осадочных горных пород необходимо увеличить чувствительность прибора. Работа в этом направлении будет продолжена.

Н. И. ХАЛЕВИН

СКОРОСТИ УПРУГИХ ВОЛН В ОБРАЗЦАХ ГОРНЫХ ПОРОД УРАЛА И В УСЛОВИЯХ ЕСТЕСТВЕННОГО ЗАЛЕГАНИЯ

Рассматриваются скорости продольных волн в некоторых породах и их комплексах, определенные в лабораторных условиях на сейсмоскопе, а также в условиях естественного залегания: при параметрических наблюдениях, корреляционном методе преломленных волн и сейсмокаротаже. В ряде случаев наблюдается хорошее совпадение лабораторных и параметрических наблюдений, иногда такой корреляции нет. Высказывается предположение о возможности исследования разрезов, аналогичных Челябинскому грабену и Нижне-Тагильскому зеленокаменному синклинорию, при помощи высокочастотной сейсмики.

Для интерпретации результатов сейсморазведки при геологическом картировании, выяснении структурно-тектонических элементов и поисках полезных ископаемых необходимо знание упругих характеристик, главной из которых в настоящее время является скорость продольных волн. Эти сведения могут быть получены непосредственно из наблюдений методами преломленных и отраженных волн и сейсмокаротажа скважин, то есть при изучении упругих свойств пород в условиях естественного залегания. В литературе рассматриваются материалы таких исследований [1, 2, 3, 4, 10, 15, 16, 17 и др.]. Для различных геологических условий здесь устанавливается зависимость скоростей упругих волн от литологического состава пород, глубины их залегания, то есть статической нагрузки за счет лежащих выше образований, степени динамометаморфизма, сланцеватости и т. д. При этом определяющими скоростные характеристики нередко считаются различные физические и геологические особенности пород и их комплексов.

В настоящее время широко распространены лабораторные определения скоростей продольных ультразвуковых волн V_{uz} в образцах горных пород при помощи сейсмоскопов и измерение коэффициента отскока ϵ , пропорционального скорости [5, 6, 8, 9, 11, 13, 14, 15 и др.]. В результате сопоставления этих материалов между собой и с данными сейсмокаротажа некоторые авторы приходят, в частности, к выводу о совпадении скоростей, определенных в образцах керна, с пластовыми скоростями V_n , устанавливаемыми при сейсмокаротаже. Иногда такое тождество не наблюдается.

Проводятся также исследования ультразвуковыми сейсмокаротажными установками, однако фактический материал в части определения скоростей упругих волн здесь пока невелик [7, 11].

Для расширения сведений о скоростных характеристиках пород и ком-

плексов Урала и ближнего Зауралья, а также для выяснения возможностей корреляции лабораторных определений с параметрическими наблюдениями в условиях естественного залегания, в Институте геофизики Уральского филиала АН СССР проводились параметрические наблюдения на обнажениях пород палеозойского возраста со специальной установкой, а также измерения ультразвуковых продольных волн в образцах на сейсмоскопе УЗС-2. Проведена также систематизация параметрических наблюдений корреляционным методом преломленных волн (КМПВ) на участках известного геологического строения, выполненных главным образом Баженовской геофизической экспедицией Уральского геологического управления. Кроме этого, для одной скважины результаты лабораторных определений сопоставлялись с сейсмокаротажными данными¹.

Прежде чем переходить к анализу полученного материала, сделаем несколько общих замечаний. При сопоставлении результатов, с одной стороны, сейсмокаротажа, сейсмических данных КМПВ и параметрических наблюдений со специальной установкой, а с другой — скоростей в образцах пород, нужно иметь в виду, что исследуемые объекты нередко имеют различное физическое состояние за счет неодинакового давления, влажности и т. д. Кроме этого, при полевых сейсмических измерениях характеризуется существенный объем пород, в результате чего для него определяется среднее значение скорости. В качестве примера изменения скоростной характеристики, в зависимости от изучаемого объема и глубины исследования даже при одном и том же методе, можно указать на такой факт. В Тургайской низменности сейсморазведочными наблюдениями установлено возрастание скоростей упругих волн с глубиной в верхних частях разрезов даже для изверженных пород [16]. Для этой территории граничные скорости V_r по поверхности пород палеозойского возраста в случае определения по нагоняющим годографам несколько выше, чем при меньших расстояниях до пунктов взрыва.

Анализируя скоростные характеристики, определенные в условиях естественного залегания различными методами, следует учитывать, что здесь тем более возможны разнящиеся результаты. Так, сопоставление данных КМПВ и сейсмокаротажа нередко затруднено, так как первый метод может иногда характеризовать лишь тонкие горизонтальные или наклонные слои, почти не отображаемые сейсмокаротажом средних вертикальных скоростей. Еще более сложное положение может быть при сопоставлении данных этих методов с результатами определения свойств отдельно взятых образцов горных пород. Учитывая это, целесообразно рассмотреть имеющиеся материалы по скоростным характеристикам пород и комплексов Урала и выяснить возможность корреляции скоростей ультразвуковых волн в образцах с сейсморазведочными полевыми наблюдениями. Желательно установить, в каких случаях корреляция имеет место и ею можно пользоваться; когда корреляции нет, — объяснить расхождение в характеристиках; в случае возможности корреляции — попытаться определить, какое минимальное количество образцов нужно исследовать для получения достаточно уверенной характеристики по разрезу или площади. Необходимо также выяснить, можно ли пользоваться при установлении применимости сейсморазведки, в условиях конкретных площадей, сводными данными, полученными для определенных петрографических разностей, групп на значительно больших территориях. Известно, что

¹ В определении упругих свойств образцов и в обработке материалов принимали участие сотрудники Института геофизики Уральского филиала АН СССР и Баженовской геофизической экспедиции Уральского геологического управления (БГЭ УГУ): Л. П. Колмацкая, Л. В. Завьялова, А. М. Буньков, А. И. Мелешко, А. Б. Кузнецова, Е. Я. Горбачева и др.

такие обобщенные данные нередко используются при интерпретации результатов съемок в гравиметрии и магнитометрии. Одним из основных вопросов является, естественно, выяснение возможностей сейсморазведки для решения конкретных геологических задач на Урале.

Достаточно полные ответы на поставленные вопросы потребуют дополнительных лабораторных и полевых исследований, рассматриваемый же материал может пролить свет лишь на некоторые их стороны, дать общие и методические выводы.

А. Сопоставление скоростей в образцах с параметрическими наблюдениями на обнажениях пород

Параметрические наблюдения проводились с установкой, где приемниками были пьезосегнетовые приборы конструкции Е. В. Каруса и И. П. Пасечника, усилители имели широкую полосу пропускания, а регистратором являлся осциллограф МПО-2. При длине профилей 30—60 м частота доминирующих продольных волн была 250—600 гц. Применялись системы встречных годографов. Упругие волны возбуждались ударами.

Скорости ультразвуковых волн в образцах определяли «на просвет», причем в местах контакта с датчиком и приемником образец шлифовался. Форма образцов была обычно близка к кубу, с размером сторон не менее 5 см, благодаря чему, с одной стороны, определяемое значение скорости можно считать объемным, а не стержневым, с другой — обеспечивалась точность определения скорости $\pm 5\%$ ¹ [14].

Сопоставление скоростей ультразвуковых волн в образцах и граничных скоростей может быть проведено для ряда обнажений восточного склона Среднего Урала (Свердловская область). Такие данные получены для изверженных пород — гранитов и порфиринов, а также осадочных, представленных, с одной стороны, известняками, с другой — переслаиванием песчаников, сланцев, конгломератов (рис. 1). Последние, в свою очередь, подразделяются по возрастному признаку, с целью выделения угленосных отложений нижнего карбона C_1^h , характеристики которых представляют большой практический интерес.

По характеру вероятностных — графиков скоростей продольных волн и абсолютным значениям последних (рис. 1), рассматриваемые обнажения могут быть разделены на три группы. Первая характеризуется сравнительно узким интервалом скоростей упругих волн, при наиболее часто встречающихся значениях 5000—5500 м/сек. Сюда относятся, с одной стороны, осадочные породы (известняки) и, с другой — интрузивные (граниты). Определенные при параметрических измерениях граничные скорости совпадают с наиболее вероятными значениями ультразвуковых скоростей, устанавливаемых при исследованиях 20 образцов (обн. 1, 2, 11). Вторая группа характеризуется пониженными в целом (до 2500—4000 м/сек) значениями скоростей продольных волн и более широким диапазоном их изменения. Сюда относятся осадочные породы — песчаники, сланцы, конгломераты средне- и нижнекарбонного возраста. Сопоставляя материалы по обн. 7, 8, 9 и 10, можно видеть, что угленосные отложения по скоростям продольных волн не могут быть отделены от безугльных.

Во второй группе для обн. 8 и 10 наблюдается хорошее совпадение

¹ Точность определения скоростей упругих волн и другие факторы не позволяют проводить дробного расчленения пород по этому параметру. Исходя из этого, мы приняли интервал осреднения 500 м/сек (± 250 м/сек), к середине которого относятся результирующие прямые (см. рис. 1, 2 и т. д.). В ряде случаев даже такой значительный интервал при имеющемся количестве измерений является излишне детальным для построения вероятностных графиков (например, см. рис. 2, 4).

наиболее вероятных значений скоростей ультразвуковых волн с результатами параметрических наблюдений. Для обн. 9 параметрические измерения дают нижний предел наиболее распространенных значений скоростей в образцах, заключающихся в интервале 2000—3000 м/сек. Для обн. 7 получены очень сложные годографы, что, в совокупности с большим затуханием упругих волн, не позволяет с достаточной точностью определить граничную скорость. Можно видеть, что скорости ультразвуковых волн изменяются здесь в широком диапазоне (2000—6000 м/сек), что также указывает на сложное строение участка.

Третью группу составляют порфириды (обн. 5, 6). По значениям скоростей ультразвуковых волн в образцах они как бы занимают промежуточное положение между первой и второй группами: $V_{уз}$ изменяется

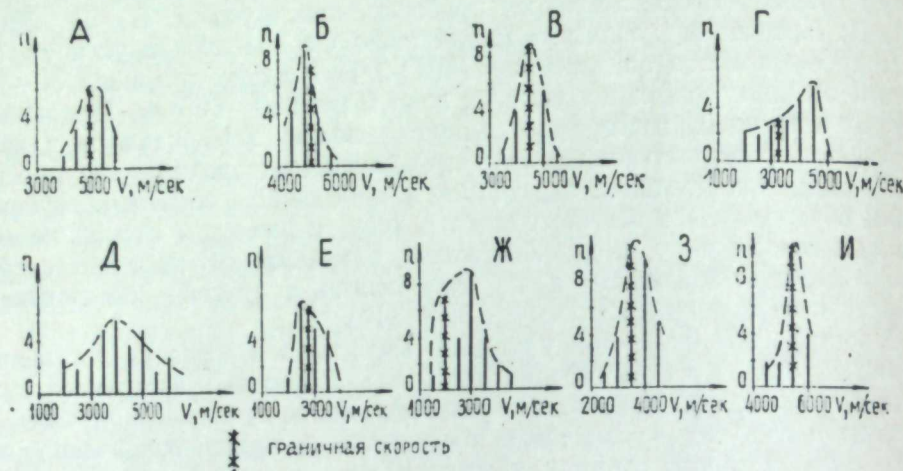


Рис. 1. Скорости ультразвуковых волн в образцах сбитжений на дневной поверхности некоторых пород Среднего Урала и граничные скорости для этих обнажений.

А — метаморфизованные известняки (обн. 1); Б — граниты (обн. 2); В — порфириды (обн. 5); Г — порфириды (обн. 6); Д — песчаники, конгломераты C_2 (обн. 7); Е — песчаники, конгломераты C_2 (обн. 8); Ж — песчаники, конгломераты, сланцы C_1^h (обн. 9); З — песчаники, конгломераты, сланцы C_1^h (обн. 10); И — известняки C_1^h (обн. 11);

n — количество образцов.

от 2000 до 5000 м/сек. По характеру вероятностных графиков здесь видны черты как первой, так и второй групп. Для обн. 5 характер изменения скорости такой же, как для первой группы, но при общем уменьшении преобладающих значений до 4500 м/сек. Граничная скорость V_r совпадает с наиболее вероятным значением $V_{уз}$, устанавливаемым для образцов. Для обн. 6 картина близка к обн. 9. Здесь наблюдается широкий диапазон изменения скоростей продольных волн в образцах пород, а параметрические измерения дают $V_r = 3600$ м/сек, то есть меньше, чем наиболее часто встречающееся в образцах.

Суммируя результаты определения скоростей в образцах и граничных скоростей по этим обнажениям, можно сделать следующие выводы.

1. Для гранитов и известняков в рассматриваемых условиях можно получить по 20 образцам совпадающее с граничной скоростью наиболее вероятное значение скорости ультразвуковых волн для каждого обнажения. Диапазон изменения $V_{уз}$ здесь невелик (4500—5500 м/сек).

2. Эффузивные образования (порфириды) характеризуются в целом меньшими величинами скоростей упругих волн. При этом 20—30 образцов

иногда достаточно для определения величины граничной скорости (обн. 5), но может случиться, что исследование свойств такого количества образцов не позволит получить среднее значение скорости продольных волн, характерное для породы в условиях ее естественного залегания (обн. 6). В последнем случае V_r в массиве породы меньше, чем наиболее часто встречающиеся значения $V_{уз}$ в образцах. Объясняется это, главным образом, трещиноватостью, разделением пород на блоки с участками сильно выветрелых разностей, которые обычно не исследуются, так как нередко представлены сыпучим или щебеночным материалом.

3. Песчаники, конгломераты и сланцы среднего и нижнего карбона характеризуются в целом пониженными до 2500—4500 м/сек скоростями. В этом интервале повышенные до 4000—4500 м/сек значения соответствуют, главным образом, конгломератам. Наиболее вероятное значение скоростей продольных волн в образцах может совпадать с граничной скоростью (обн. 8, 10), но могут быть случаи, когда V_r соответствует нижнему пределу интервала скоростей, устанавливаемых для образцов (обн. 9).

Для всех образцов определялись плотности (объемные веса); полученные данные аналогичны приводимым в справочниках по физическим свойствам горных пород.

Б. Сводные данные по скоростям ультразвуковых волн в комплексах пород Урала

Для оценки обобщенных скоростных характеристик ряда основных комплексов пород Урала суммированы (рис. 2) результаты исследований образцов, взятых из коллекций Горно-геологического института Уральского филиала АН СССР. Образцы эти собраны в различных районах Урала и представляют как обнажения пород фундамента на дневной поверхности, так и керн буровых скважин. При использованной системе отбора и исследованном количестве образцов все комплексы характеризуются широкими, в значительной мере взаимно-перекрывающимися диапазонами изменения скоростей¹. Интрузивные породы характеризуются в целом преобладанием повышенных до 5000—5500 м/сек скоростей, а песчано-сланцевые образования палеозойского возраста — пониженными до 2000—4000 м/сек скоростями продольных волн. Благодаря этому, последние в большинстве случаев могут картироваться под платформенными осадками корреляционным методом преломленных волн. Естественно, достоверность такого выделения будет выше при комплексных геофизических исследованиях. Эффузивные образования и метаморфические сланцы характеризуются широким диапазоном изменения скоростей — от 2500 до 6000 м/сек. Для метаморфических сланцев такая картина обусловлена в значительной мере тем, что образцы взяты из самых верхних слоев, представленных нередко выветрелыми разностями. Для эффузивных образований фундамента понижение скоростей может быть обусловлено, кроме этого, наличием кайнотипных разностей. Для них наиболее характерны значения V_r порядка 3000—4000 м/сек [17].

На рис. 2 можно видеть, что суммирование в группы без учета конкретных районов, физического состояния пород и других их особенностей не позволяет выявить предпосылки к применению сейсморазведки при геологическом картировании. По таким данным можно лишь судить о том, что осадочные породы характеризуются меньшими скоростями продольных

¹ Производившаяся в процессе систематизации более дробная дифференциация пород и комплексов по петрографическим признакам не дала достаточно ясной картины и от рассмотрения ее пришлось отказаться.

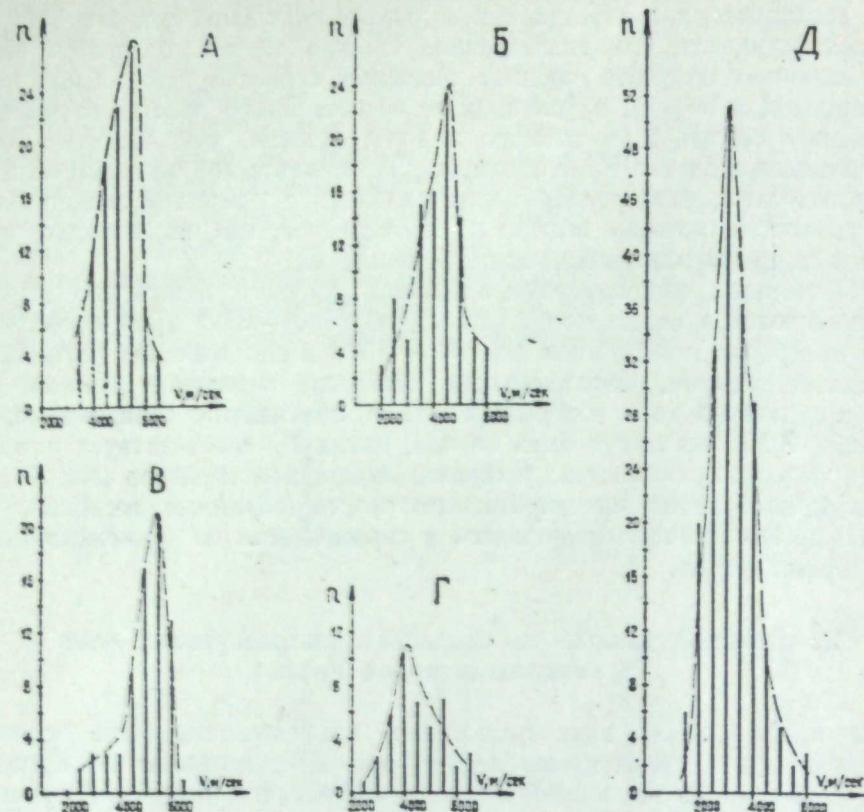


Рис. 2. Скорости ультразвуковых волн в некоторых породах Урала и Среднего Зауралья. А — интрузивные породы; Б — эффузивные породы; В — известняки; Г — метаморфические сланцы; Д — песчано-сланцевые отложения палеозойского возраста; n — количество образцов.

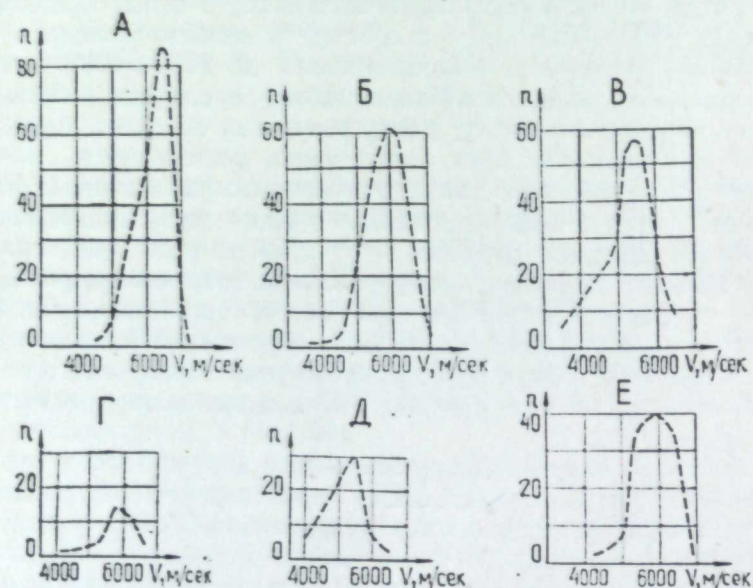


Рис. 3. Скорости ультразвуковых волн в породах и рудах Бакальского железорудного бассейна (по Л. Д. Поскотину). А — сидериты; Б — доломиты; В — сланцы; Г — известняки; Д — кварциты; Е — диабазы; n — количество образцов.

волн, и получить представление о пределах изменения и наиболее часто встречающихся значениях скоростей ультразвуковых волн в образцах.

В настоящее время можно считать установленным, что, при прочих равных условиях, скорости упругих волн находятся в прямой зависимости от возраста пород. Например, для протерозойских образований западного склона Урала, по данным определений Опытной-методической экспедиции Уральского геологического управления (Л. Д. Поскотин), наиболее характерные скорости ультразвуковых волн в доломитах, известняках и диабазов равны 6000 м/сек, а для сидеритов — 6500 м/сек (рис. 3). В аналогичных породах палеозойского возраста скорости, по нашим определениям, составляют 5000—5500 м/сек. Как уже указывалось, эффузивные породы триас-юрского возраста имеют большей частью скорости продольных волн 3000—4000 м/сек, а палеозойские — порядка 4500—5000 м/сек. Еще более резко разнятся скорости в платформенных осадочных породах мелового и более молодых возрастов, где $V_r = 1500 \div 2000$ м/сек.

В. Скоростные данные для руд и вмещающих пород некоторых колчеданных и магнетитовых месторождений Урала

Для условий Урала необходима разработка рационального комплекса геофизических методов при поисках глубокозалегающих медноколчеданных и железорудных месторождений. В этом отношении целесообразно оценить возможности сейсморазведки. Проведенные на колчеданных месторождениях различными организациями полевые работы методом КМПВ не дали пока положительных результатов.

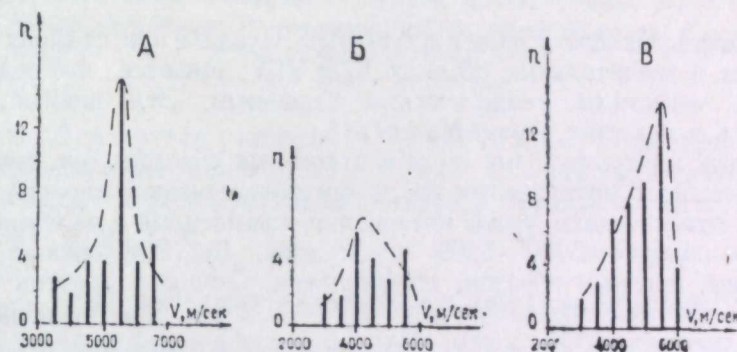


Рис. 4. Скорости ультразвуковых волн в породах и рудах некоторых колчеданных месторождений Урала. А — руды; Б — вкрапленные руды; В — вмещающие породы.

Мы определяли скорости продольных волн в образцах руд и вмещающих пород по коллекциям Горно-геологического института Уральского филиала АН СССР. Эти образцы взяты из различных месторождений и нередко в небольшом количестве, поэтому невозможно провести сопоставления для отдельных скважин, разрезов или месторождений. Сводные данные (рис. 4) показывают, что монолитные и вкрапленные колчеданные руды, а также вмещающие их породы характеризуются взаимоперекрывающимися интервалами скоростей, при наиболее распространенных значениях 4000—5500 м/сек. Близкая картина имеет место и для сводных данных по магнетитовым месторождениям (рис. 5).

Учитывая, что плотности (объемные веса) медных и железных руд существенно выше, чем у вмещающих пород, можно, естественно, гово-

речь о применении метода отраженных волн при индикации руд. Для выяснения возможностей корреляционного метода преломленных волн необходимы специальные определения скоростей в образцах для ряда рудных тел и параметрические наблюдения.

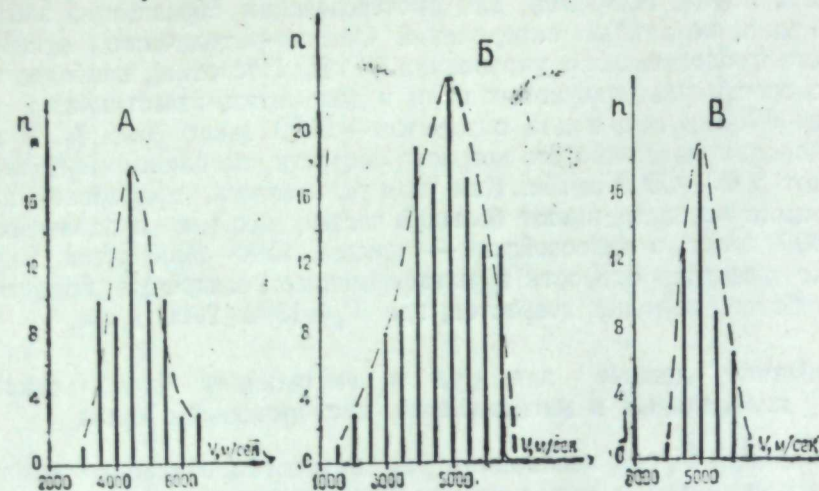


Рис. 5. Скорости ультразвуковых волн в породах и рудах некоторых магнетитовых месторождений Урала. А — руды; Б — скарны; В — вмещающие породы.

Г. Граничные скорости, определенные при съемках корреляционным методом преломленных волн

На восточном склоне Урала и в ближнем Зауралье при съемках КМПВ, проведенных в значительных объемах БГЭ УГУ, имеются наблюдения на участках с известным геологическим строением. Эти данные можно использовать в качестве параметрических¹.

Как и для ультразвуковых волн в отдельных образцах (см. рис. 1, 2), для исследованных интрузивных пород преимущественно кислого состава характерен относительно узкий интервал и повышенные в целом значения скоростей — порядка 5000—5500 м/сек (рис. 6). Эффузивные породы представлены, главным образом, порфиритами. Скорости упругих волн по их поверхности изменяются от 4000 до 6000 м/сек, при преобладающих значениях порядка 5000 м/сек. Для альбитофиров интервал изменения скоростей такой же, но из-за небольшого количества наблюдений наиболее вероятное значение здесь определить затруднительно. Для метаморфических сланцев пределы изменения граничных скоростей уже, чем были получены при определениях по образцам. Наиболее часто встречаются V_p порядка 5000—5500 м/сек, то есть такие же, как и для интрузивных пород.

В осадочных породах палеозойского возраста по общим сейсмогеологическим соображениям можно выделить три группы: 1) угленосная толща C_1^h , 2) другие песчано-сланцевые образования, 3) известняки. Все они характеризуются довольно широким диапазоном изменения граничных скоростей, при следующих преобладающих значениях: в первой группе 2500—3500 м/сек, во второй 4500—5000 м/сек, в третьей 4500—5500 м/сек. Наконец, в нижнемезозойских (триас-юрских) образованиях осадочные

¹ Проведение анализа было возможно благодаря просмотру первичных материалов Баженовской геофизической экспедиции, в содружестве с которой работала лаборатория сейсморазведки Института геофизики.

разности характеризуются скоростями 3000—3500 м/сек, а эффузивы — 4000—4500 м/сек. Следует указать, что характеристика последних осадочных отложений относится лишь к двум профилям Анохинской угленосной

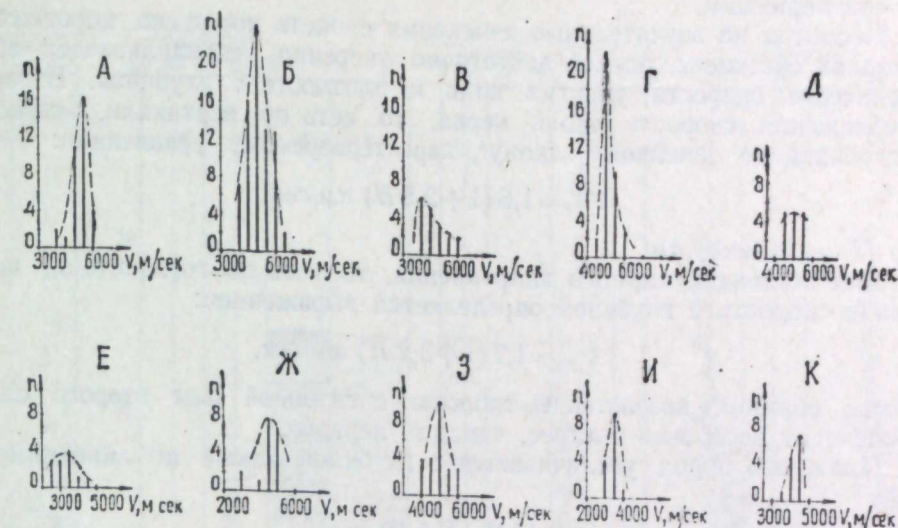


Рис. 6. Граничные скорости упругих волн для некоторых пород восточного склона Урала и Среднего Зауралья.

А — интрузивные породы преимущественно кислого состава; Б, В — эффузивные породы: Б — порфириты, В — альбитофиты; Г — метаморфические сланцы; Д — сланцы серицитовые и др.; Е, Ж — осадочные породы палеозоя: Е — толща C_1^h , Ж — песчано-сланцевые отложения; З — известняки; И, К — нижне-мезозойские образования: И — триас-юрская продуктивная толща, К — кайнопитные эффузивы.

n — количество образцов.

депрессии. Для других участков, в частности для Челябинского бассейна и Буланашского угольного месторождения, верхние горизонты продуктивных отложений нижнемезозойского возраста характеризуются скоростями 2000—3500 м/сек [19].

Д. Изменение скоростей по разрезам скважин

Для оценки необходимой детальности отбора образцов керна и выяснения характера изменения скоростей упругих волн с глубиной рассмотрим результаты измерений по скв. 1 (рис. 7). Отложения Челябинского грабена существенно дифференцированы, причем различие скоростей в образцах, расположенных друг от друга всего на 1—2 м, нередко достигает 1000—2000 м/сек. Среднее значение пластовых скоростей здесь порядка 2500—3000 м/сек. Можно видеть, что как для представления об абсолютных значениях скоростей упругих волн в породах аналогичных разрезов, так и для изучения степени их дифференциации необходим детальный отбор образцов (через 1—2 м). В противном случае может быть получена осредненная, схематизированная картина, упущены многие существенные особенности. В частности, благодаря равномерному отбору образцов и достаточной детальности, для рассматриваемого разреза можно установить следующее. Наблюдаемая дифференциация показывает, что обычная среднечастотная сейсморазведка не имеет достаточных перспектив для применения в аналогичных условиях, так как длины упругих волн больше мощности разнящихся по скорости и плотности слоев. В случае

же повышения частот до 250—300 гц появляется возможность использования сейсмики для решения структурных и разведочных задач, так как длины волн и мощности преломляющих и отражающих пластов становятся соизмеримыми.

Несмотря на значительные изменения свойств пород на коротких интервалах скважины, по ней достаточно уверенно устанавливается общее увеличение скорости упругих волн и плотности с глубиной. В первом приближении скорость вдоль керна, то есть по вертикали, возрастает с глубиной по линейному закону¹, характеризуемому уравнением:

$$V_{yz}^B = 1,6(1 + 2,8H) \text{ км/сек}, \quad (1)$$

где H — глубина, км.

Для перпендикулярного направления, то есть по горизонтали, возрастание скорости с глубиной определяется выражением:

$$V_{yz}^r = 1,7(1 + 3,2H) \text{ км/сек}. \quad (2)$$

Таким образом, возрастание скорости с глубиной для второго случая происходит несколько быстрее, чем для первого.

Плотность пород увеличивается с глубиной также по линейному закону

$$\rho = 2,16(1 + 0,5H) \text{ г/см}^3. \quad (3)$$

Сопоставление кривых 1 и 2 (рис. 7, А) показывает, что значения скоростей, измеренные во взаимно перпендикулярных направлениях, в большинстве случаев коррелируются между собой, то есть образцу с большим V_{yz}^r соответствуют большие V_{yz}^B , но такая корреляция наблюдается не всегда; значения V_{yz}^r обычно превышают V_{yz}^B примерно на 10% (рис. 7, Е), а в некоторых интервалах даже на 40—50%. Таким образом, можно считать установленным наличие анизотропии или, вернее, квазианизотропии скоростей, что важно иметь в виду, в частности, для выяснения природы упругих волн, которые могут возникнуть здесь при сейсморазведке. Заметим, что квазианизотропия может являться одним из факторов, расширяющих диапазон изменения скоростей упругих волн для одной и той же петрографической формации.

Следует отметить, что участкам относительно повышенных скоростей упругих волн обычно соответствует увеличение плотности и кажущихся удельных электрических сопротивлений, хотя материалы эти сравнивать затруднительно, так как в одном случае измеряются свойства образца керна, в другом — существенно большего объема породы в условиях естественного залегания.

Вторая скважина, для которой рассматривается изменение скоростей упругих волн в образцах и сопоставление их с другими физическими характеристиками, пройдена в эффузивных образованиях Нижне-Тагильского синклинали (рис. 8). Разрез ее представлен порфиритами андезито-базальтового состава и тектоническими брекчиями, среди которых имеются как монолитные, так и нарушенные разности, на что указывают зоны повышенного загущения упругих волн — рис. 8, А и Б [21]. В скважине выполнены также электрокаротаж и сейсмокаротаж средних скоростей.

Даже качественное сравнение указанных параметров нередко затруднено не только тем, что они отражают различные физические свойства,

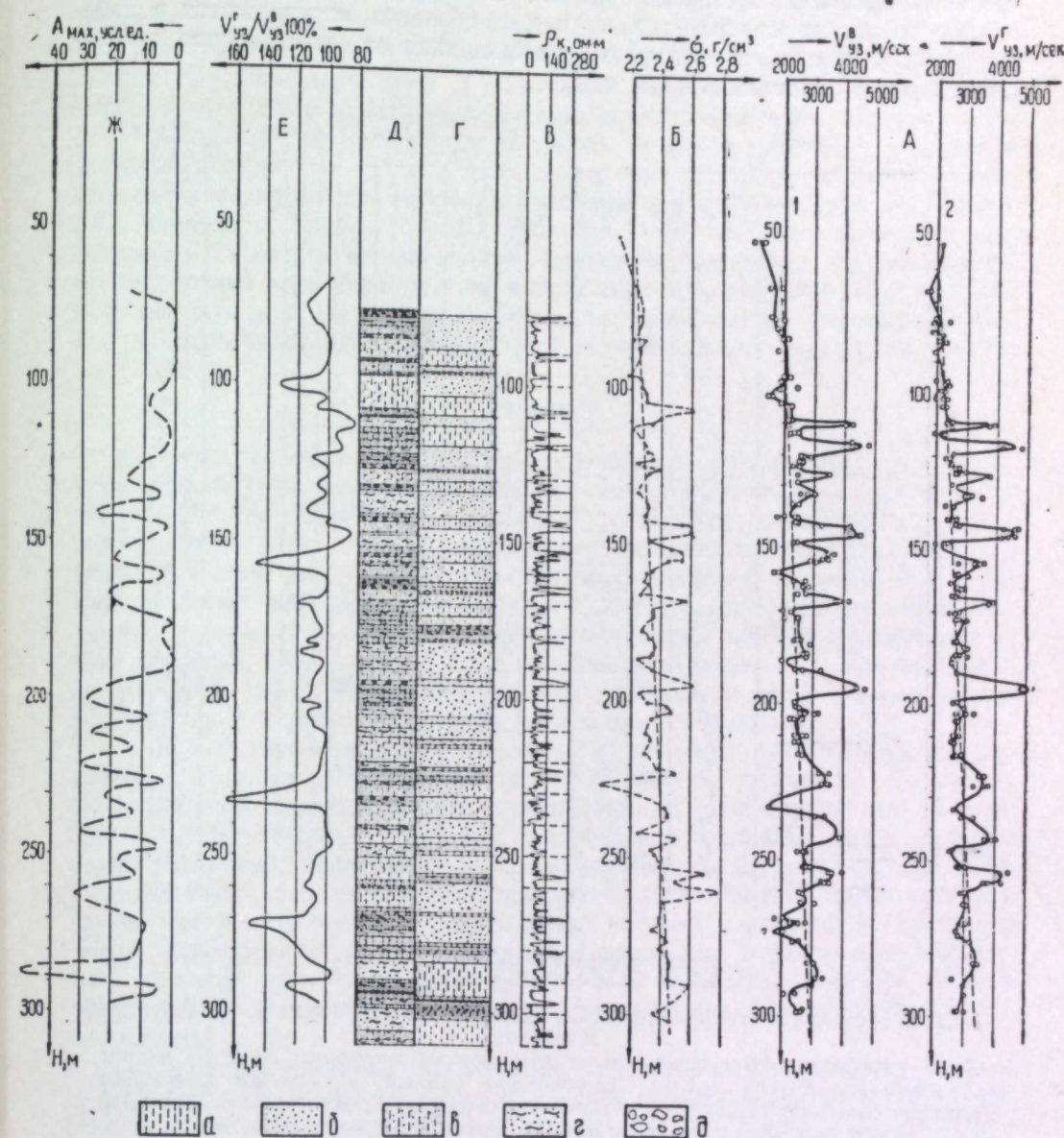


Рис. 7. Результаты геофизических исследований скв. 1 (Челябинский грабен). А — графики скоростей продольных волн в образцах: 1 — по вертикали, 2 — по горизонтали; Б — график плотностей образцов; В — график кажущихся электрических сопротивлений; Г — колонка по каротажу; Д — колонка по керну; Е — график отношения скорости по горизонтали к скорости по вертикали; Ж — график максимальных амплитуд импульсных упругих волн.
а — песчанники; б — сланцы; в — песчанники; г — сланцы; д — конгломераты.

¹ Как показано в работе [20], для разреза угленосных отложений грабена в целом наблюдается более сложная зависимость скорости от глубины, подчиняющаяся «закону насыщения».

но и следующими причинами. Во-первых, электрокаротаж и сейсмокаротаж характеризуют разнящиеся между собой объемы пород, а керн — лишь отдельные образцы, нередко изменившие к тому же свои физико-механические свойства в процессе бурения. Во-вторых, как уже отмечалось, плотности и скорости упругих волн для образцов определяются в лабораторных условиях, значительно отличающихся от естественного залегания давлением, влажностью и т. д.

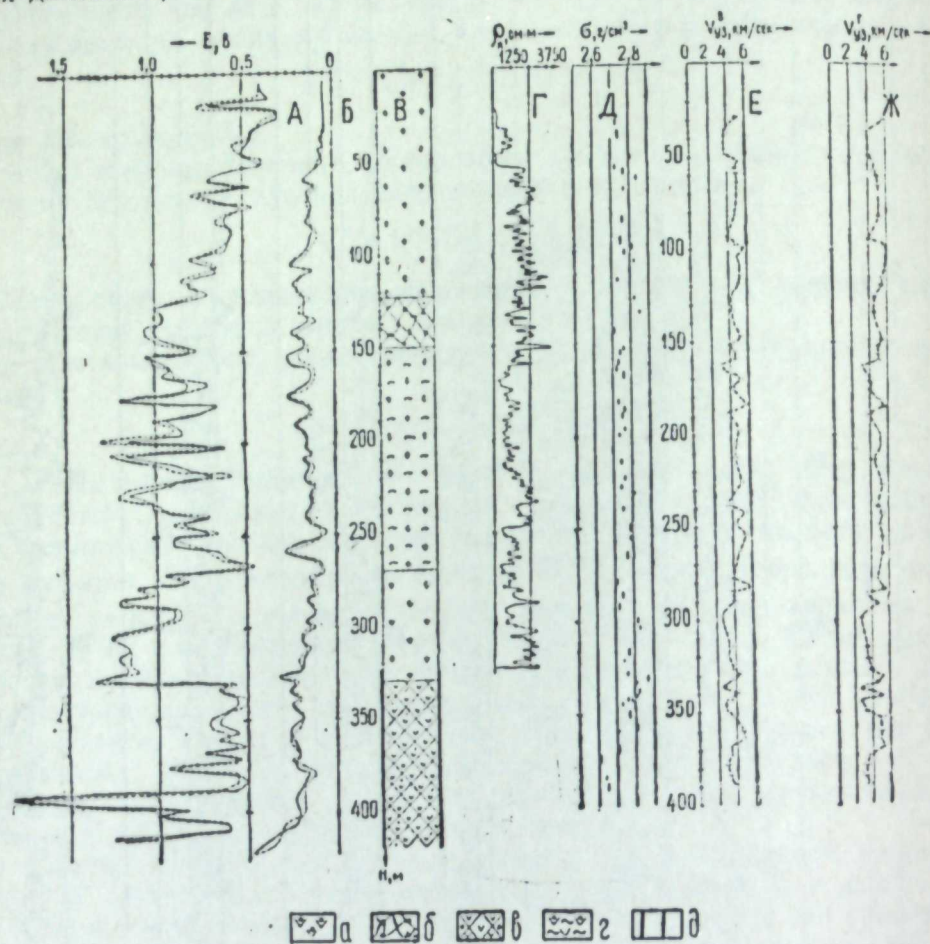


Рис. 8. Результаты геофизических исследований скв. 2 (Нижне-Тагильский синклинорий).

А, Б — графики максимальных амплитуд гармонических упругих волн для частот: А — 2000 гц, Б — 85 гц; В — геологическая колонка; Г — график кажущихся электрических сопротивлений; Д — плотности образцов; Е, Ж — графики скоростей продольных волн в образцах: Е — по вертикали, Ж — по горизонтали; а — порфириты; б — тектонические брекчии; а — тектонические брекчии с песком и глиной; а — порфириты с зонами дроблений; д — обсадные трубы.

Относительно корреляции скоростей продольных волн в образцах керна с сейсмокаротажными данными отметим следующее. По сейсмокаротажу в разрезе выделяются три слоя, скорости в которых можно считать постоянными: для глубин 50—370 м пластовая скорость $V_n = 5300$ м/сек, ниже, на протяжении 100 м, она порядка 4000 м/сек, а далее 5900 м/сек (до глубины 1200 м). Скорости ультразвуковых волн в образцах керна изменяются здесь в широких пределах: 3000—6000 м/сек. Графики скоростей по вертикали (рис. 8, Е) и по горизонтали (рис. 8, Ж), соответственно вдоль и поперек керна, показывают, что по полученным данным

невозможно достаточно точно определить значения средних и пластовых скоростей, которые можно было бы экстраполировать по разрезу. Плотности образцов также изменяются в относительно широких пределах — от 2,6 до 2,85 г/см³. Более или менее четкая корреляция характера изменения этого параметра со скоростью продольных волн не наблюдается. Электрокаротажная кривая не коррелируется с графиками изменения скоростей продольных волн и плотностей образцов пород в такой мере, чтобы можно было делать методические или геологические выводы.

Наблюдаемая по измерениям на образцах керна скважины скоростная дифференциация позволяет и здесь говорить о применении высокочастотной сейсморазведки для изучения строения аналогичных разрезов. Например, интервалы глубин 30—50; 100—120, 300—320 м с известной степенью приближения можно считать слоями, существенно отличающимися по скоростной характеристике от вмещающих образований. При частотах порядка 200 гц и выше имеется реальная возможность фиксировать волны от соответствующих преломляющих и отражающих горизонтов

Выводы

1. Сопоставление результатов проведенных специальной установкой определений граничных скоростей по поверхности пород фундамента со значениями скоростей продольных волн во взятых здесь образцах показывает, что в ряде случаев наблюдается их корреляция. Граничные скорости при этом равны наиболее вероятному значению скорости V_{uz} , устанавливаемому на образцах. В других случаях такой корреляции нет, причем измерения в естественном залегании дают обычно меньшие значения скорости. Объясняется это в значительной мере тем, что при параметрических наблюдениях сказываются трещины и зоны нарушения, не отображаемые в достаточной мере отдельными образцами.

2. Различные породы и комплексы фундамента характеризуются широкими, взаимоперекрывающимися диапазонами граничных скоростей. Сопоставление сводных данных, суммированных по значительным площадям, нецелесообразно даже для существенно отличных друг от друга групп (например, эффузивных и осадочных пород). Дело в том, что главным фактором, определяющим скоростную характеристику пород того или иного участка, является, в большинстве случаев, физическое состояние пород, зависящее от многих причин. Из последних в различных конкретных условиях могут доминировать одна или несколько: глубина залегания, степень метаморфизма, возраст, нарушенность (трещиноватость, выветрелость) и др.

По сводным графикам можно лишь констатировать известные данные о том, что интрузивные и метаморфические породы характеризуются в целом повышенными граничными скоростями упругих волн, песчано-сланцевые — пониженными, а эффузивные — широким диапазоном. Аномально низкими скоростями обычно характеризуются нижнекарбоновые осадочные отложения.

3. Сводные данные по скоростям ультразвуковых волн в образцах горных пород Урала, составленные для ряда основных градаций пород, дают весьма широкие, взаимоперекрывающиеся интервалы.

4. Колчеданные, магнетитовые руды и вмещающие их породы характеризуются взаимоперекрывающимися интервалами значений скоростей упругих волн. Поэтому говорить о предпосылках метода преломленных волн при поисках и разведке месторождений этих полезных ископаемых пока не представляется возможным. Однако тот факт, что скорости упругих волн в породах и рудах близки между собой, а плотности

резко различны, позволяет говорить о предпосылках для метода отраженных волн.

5. В осадочных углестержащих образованиях Челябинского грабена и эффузивных породах Нижне-Тагильского синклинория при небольших изменениях глубины нередко наблюдаются различия скоростей продольных волн в образцах, достигающие 1000 м/сек и более. Благодаря этому лишь при детальном определении свойств керна по всему разрезу могут быть установлены достаточно достоверные данные об истинном скоростном разрезе той или иной скважины. При небольшом количестве исследованных образцов будет получено осредненное представление о скоростных характеристиках сред. В рассмотренных скважинах изменения скоростей упругих волн в образцах настолько существенны, что получение средних скоростных характеристик по ним затруднено, а следовательно, пока и невозможна замена ими сейсмокаротажных данных.

Устанавливаемая по лабораторным определениям скоростная дифференциация разрезов скважин позволяет говорить о предпосылках высокочастотной сейсмики при выяснении элементов строения аналогичных сред.

6. Имеющиеся данные о скоростных характеристиках пород Урала и ближнего Зауралья показывают, что скорости упругих волн в породах и их комплексах в общем коррелируются с возрастом. Так, для самых молодых четвертичных отложений преобладающие скорости составляют интервал 350—600 м/сек (зона малых скоростей). Платформенные осадочные породы характеризуются скоростью 1500—1800 м/сек. В этих образованиях, включающих отложения до верхнеюрских включительно, нередко наблюдаются преломляющие границы с граничной скоростью 1900—2100 м/сек, соответствующие горизонтам в нижнепалеогеновых, меловых или верхнеюрских отложениях. Иногда скорости упругих волн в этом слое постепенно возрастают с глубиной. Для лежащих ниже триас-юрских эффузивно-осадочных образований характерны скорости упругих волн 2500—4000 м/сек. Здесь также иногда наблюдается возрастание скорости с глубиной. Для палеозойских пород наиболее характерны скорости 4700—5500 м/сек. И, наконец, образования протерозойского возраста характеризуются скоростями продольных волн порядка 6000 м/сек.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. С. Берзон. Граничные скорости в некоторых метаморфических и кристаллических породах. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2, 1955.
2. Ф. Берч, Д. Шерер, Г. Спайсер. Справочник для геологов по физическим константам. М., Изд-во иностр. лит., 1949.
3. С. Вест. Зависимость скорости сейсмических волн от глубины и литологии. «Вопросы сейсмической разведки». М., Изд-во иностр. лит., 1953.
4. А. М. Епинатьева. Составление карт граничных скоростей сейсмических волн. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2, 1953.
5. Р. В. Калинин. Соотношение между скоростью распространения волн и относительной упругой характеристикой горных пород. Сб. «Прикладная геофизика». Вып. 19. М., Гостоптехиздат, 1958.
6. Р. В. Калинин. Некоторые экспериментальные данные о влиянии влажности на скорость распространения ультразвуковых волн в образцах пород. «Разведочная и промысловая геофизика», № 27, 1959.
7. Е. В. Карус, В. Б. Цукерник. Ультразвуковая установка для изучения физико-механических свойств пород, пересекаемых скважиной. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 11, 1958.
8. М. Л. Озерская. Опыт лабораторного измерения упругих свойств горных пород. Сб. «Прикладная геофизика». Вып. 12. М., Гостоптехиздат, 1955.
9. Г. И. Петкевич. К изучению упругих свойств горных пород Предкарпатья. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2, 1959.
10. Н. Н. Пузырев. Интерпретация данных сейсморазведки методом отраженных волн. М., Гостоптехиздат, 1959.

11. Ю. В. Ризниченко, В. А. Глухов. Об импульсном ультразвуковом сейсмокаротаже. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 11, 1956.
12. Ю. В. Ризниченко, Б. Н. Ивакин, В. Р. Бугров. Импульсный ультразвуковой сеймоскоп. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 1, 1953.
13. Ю. В. Ризниченко, О. И. Силаева. Определение зависимости скоростей распространения упругих волн в образцах горных пород от одностороннего давления. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 3, 1955.
14. О. И. Силаева, О. Г. Шамина. Распространение упругих импульсов в образцах цилиндрической формы. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 1, 1958.
15. В. Б. Соллогуб. Физические свойства горных пород юго-западного и южного районов Европейской части СССР. Киев, Изд-во АН УССР, 1958.
16. Н. И. Халевин. Скоростные характеристики пород Тургайской низменности и восточного склона Урала в связи с геологическим картированием и поисками угольных и нефтегазовых месторождений. Дисс. Свердловск, Фонды Горно-геол. ин-та УФАИ СССР, 1954.
17. Н. И. Халевин. Граничные скорости для некоторых пород фундамента Тургайской низменности. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2, 1956.
18. Н. И. Халевин. К вопросу об измерении скоростей упругих волн в условиях естественного залегания горных пород. Труды Горно-геол. ин-та УФАИ СССР, вып. 30, Свердловск, 1957.
19. Н. И. Халевин. О применении корреляционного метода преломленных волн при поисках и разведке угленосных отложений на восточном склоне Урала. Труды Горно-геол. ин-та УФАИ СССР, вып. 30, Свердловск, 1957.
20. Н. И. Халевин. О скорости распространения упругих волн в осадочных породах. Труды Горно-геол. ин-та УФАИ СССР, вып. 30, Свердловск, 1957.
21. Н. И. Халевин, Д. Д. Барыкин. Установка для акустических исследований в буровых скважинах. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 1, 1961.

Н. И. ХАЛЕВИН, А. М. БУНЬКОВ

МИКРОСЕЙСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ С СЕЙСМОСТАНЦИЕЙ ССП-14 В НИЖНЕ-ТАГИЛЬСКОМ СИНКЛИНОРИИ УРАЛА

В результате микросейсмических параметрических наблюдений методом преломленных волн и сопоставления полученных материалов с данными сейсмокаротажа установлено, что по скоростям упругих волн верхние горизонты зеленокаменных пород нередко имеют двухслойное и трехслойное строение. Скоростные характеристики определяются, главным образом, физическим состоянием породы — степенью выветрелости и трещиноватости.

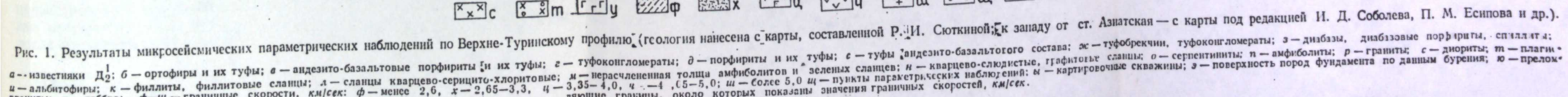
Сейсмостанции типа ССП-14 и методику исследований без взрывов целесообразно применять для изучения скоростных характеристик и рельефа пород фундамента при глубине их залегания до 15—20 м. В частности, имеются предпосылки для существенного уменьшения неоднозначности истолкования электрических аномалий на поверхностные и глубинные, что важно при поисках колчеданных руд.

В последнее время сейсморазведка начинает применяться для изучения структурных элементов строения Урала, в частности, Нижне-Тагильского и Магнитогорского зеленокаменных синклинориев. Естественно, что для повышения достоверности интерпретации результатов сейсморазведочных данных необходимы сведения о скоростных характеристиках пород и их комплексов. Одним из путей получения таких сведений являются микросейсмические параметрические наблюдения на участках известного геологического строения. В 1959 г. лабораторией сейсморазведки Института геофизики УФАИ СССР и Баженовской геофизической экспедицией Уральского геологического управления такие исследования проведены по профилю ст. Азиатская — г. Верхняя Тура — г. Красноуральск¹. Применялась четырехнадцатиканальная сейсмическая станция ССП-14, разработанная в Институте геофизики [2].

При постановке исследований предусматривалось получить материалы в следующих направлениях. Необходимо было оценить, можно ли экстраполировать скоростные данные по самым верхним горизонтам пород фундамента² на большие глубины, изучаемые обычно сейсморазведкой. С целью выяснения характера корреляции следовало также сопоставить результаты параметрических микросейсмических измерений со скоростями ультразвуковых продольных волн в образцах пород, взятых из тех же обнажений пород фундамента, выходящих на дневную поверхность.

¹ Кроме авторов статьи, в полевых исследованиях и обработке материалов принимали участие В. А. Панюшкин, Л. П. Коломацкая, Е. Я. Горбачева и др.

² Под породами фундамента здесь подразумеваются образования палеозойского и более древнего возрастов, то есть этот термин имеет более широкое содержание, чем принято для Русской платформы.



При сейсмических работах важно выбрать пункты взрыва с благоприятными условиями возбуждения упругих волн. Полученные при параметрических наблюдениях скоростные данные о разрезах, в совокупности с определенными при этом глубинами до поверхности фундамента, помогут более рационально выбрать места расположения пунктов взрыва для последующих сейсмических исследований.

Необходимо было установить также экономическую эффективность применения станции ССП-14 при определении глубин до пород фундамента в условиях его неглубокого залегания. При этом предусматривалась разработка методики без применения взрывов для возбуждения упругих волн.

Микросейсмические исследования могут иметь существенное детализационное значение. При поисках колчеданных месторождений важно разделить электрические аномалии на обусловленные глубинными объектами, нередко связанными с оруденением, и вызванные поверхностными причинами — увеличением мощности рыхлых покровных образований, заполняющих погружения в рельефе фундамента, или повышенной мощностью коры выветривания последнего. Знание рельефа поверхности фундамента необходимо также для повышения достоверности интерпретации гравитационных съемок, проводимых с целью поисков месторождений меди и железа.

Методика и техника параметрических измерений. Полевые исследования проводились севернее г. Нижнего Тагила на отдельных интервалах профиля ст. Азиатская — г. Верхняя Тура — г. Красноуральск (рис. 1). Профиль ориентирован субширотно и охватывает как образования Нижне-Тагильского зеленокаменного синклиория, так и, частично, краевые зоны Урал-Тауского и Исетско-Салдинского антиклинориев, находящихся, соответственно, западнее и восточнее синклиория.

Наблюдения выполнялись преимущественно вдоль дорог. Среднее расстояние между центрами установок 500 м. Так как мощность рыхлых образований на большей части профиля не превышает 5—10 м, то длина установки была выбрана равной 100 м. При измерениях получены системы встречных годографов. Применялась симметричная установка из 14 сейсμοприемников СПМ-16 (рис. 2). Расстояние между сейсμοприемниками в средней части установки 10 м, а между четырьмя крайними с обеих сторон приборами 5 м.

Для возбуждения упругих колебаний применялись, главным образом, удары груза весом 35 кг, свободно падающего с высоты 1,8—4,0 м. Груз поднимали при помощи специальной треноги. Были также опробованы другие виды возбуждения упругих волн: удары кувалдой по деревянному колу или по находящейся на поверхности земли металлической плите, взрывы (выстрелы) небольших зарядов пороха. Установлено, что наилучшее возбуждение упругих волн достигается ударами свободнопадающего груза в неглубокий шурф, на дне которого помещена небольшая металлическая плита, а также выстрелами пороха. Заряды пороха весом порядка 50 г патронировались в железные банки вместе с мостиками накаливания, уплотнялись с помощью бумаги и глины. При пропускании по мостику тока от взрывной машинки или батареи порох воспламенялся и происходил выстрел. Преимущество таких взрывов перед общепринятыми в сейсморазведке состоит в том, что они гораздо менее опасны; транспортировка пороха в небольшом количестве (в огнезащитной упаковке) может осуществляться непосредственно сотрудниками отряда. К сожалению, мы не опробовали в достаточной мере перспективный способ возбуждения упругих волн при помощи выстрелов из ружья в неглубоких шурфах.

Упругие колебания, вызванные примененными нами источниками возбуждения, характеризуются невысокой интенсивностью и относительно

низкочастотным спектром. Благодаря этому, с увеличением расстояния от пункта удара необходимо было последовательно увеличивать чувствительность приемных каналов (коэффициент усиления). Регистрация сейсмограмм для каждой точки производилась, как правило, на фильтрациях 40 и 60 гц [2]. Отметка момента осуществлялась ближним к месту удара сейсμοприемником.

Производительность работ зависит главным образом от транспортных средств и способа возбуждения упругих волн. В тех случаях, когда аппаратура находится на машине или повозке и возбуждение упругих волн производится ударами, отряд из 5 человек за восьмичасовой рабочий день выполняет наблюдения на 8—12 сейсмосондированиях. При переноске аппаратуры вручную и применении зарядов пороха производительность понижается.

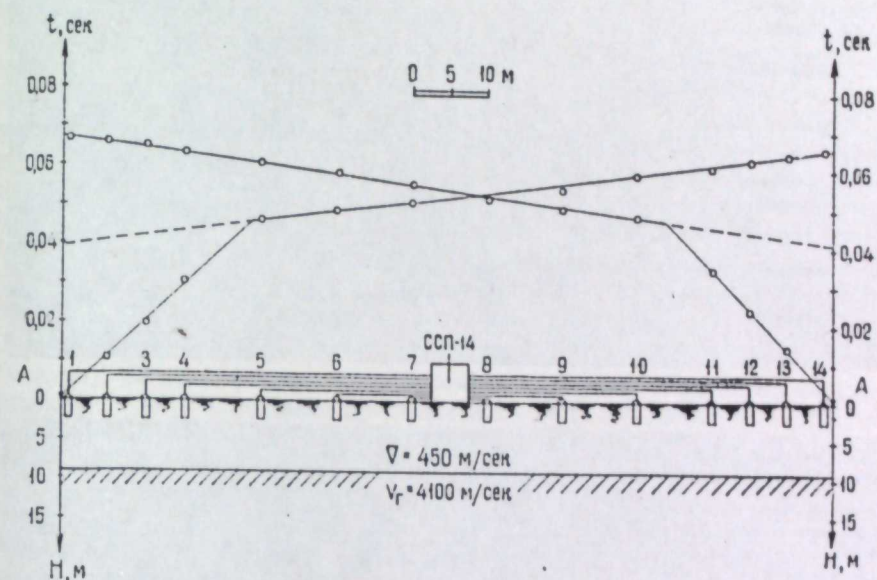


Рис. 2. Схемы установки и годографа.

1, 2, 3... 14 — сейсμοприемники; А — пункты удара (взрыва); ССП-14 — сейсμοстанция.

На приведенных сейсмограммах (рис. 3) можно видеть, что на участках с малой мощностью покровных отложений преломленные (головные) волны по поверхности фундамента интенсивны и медленнее затухают с расстоянием, чем при увеличении мощности этих отложений. Для четырех сейсмосондирований преломленные волны от поверхности фундамента при длине установки 100 м не зарегистрированы, хотя наблюдения проведены при взрывах (выстрелах) зарядов пороха. Опорный преломляющий горизонт залегает здесь на глубине свыше 25 м. Для получения от него преломленных волн необходимо удлинение годографов до 200—300 м, при соответствующей интенсивности возбуждаемых упругих колебаний.

Годографы нередко имеют криволинейную форму, обусловленную рельефом преломляющих границ. Граничные скорости определялись поэтому, главным образом, методом разностного годографа, а глубины до преломляющих горизонтов — методом t_0 . В отдельных случаях производилась аппроксимация точек годографа прямой линией и граничные скорости определялись как среднее арифметическое из кажущихся скоростей по встречным годографам.

Динамические характеристики упругих волн при интерпретации использовались лишь в тех случаях, когда они были достаточно ярко выражены.

Помехами к их более тщательному изучению были различная чувствительность каналов, относительно низкие частоты регистрируемых волн, значительное расстояние между сейсмоприемниками.

Результаты работ. Построенные по материалам зондирования сейсмогеологические разрезы иллюстрируются рис. 1. Основным преломляющим горизонтом здесь является, в большинстве случаев, поверхность существенно выветрелых разностей пород фундамента, глубина залегания которых чаще всего 2—10 м. Граничные скорости здесь порядка 2000—4000 м/сек.

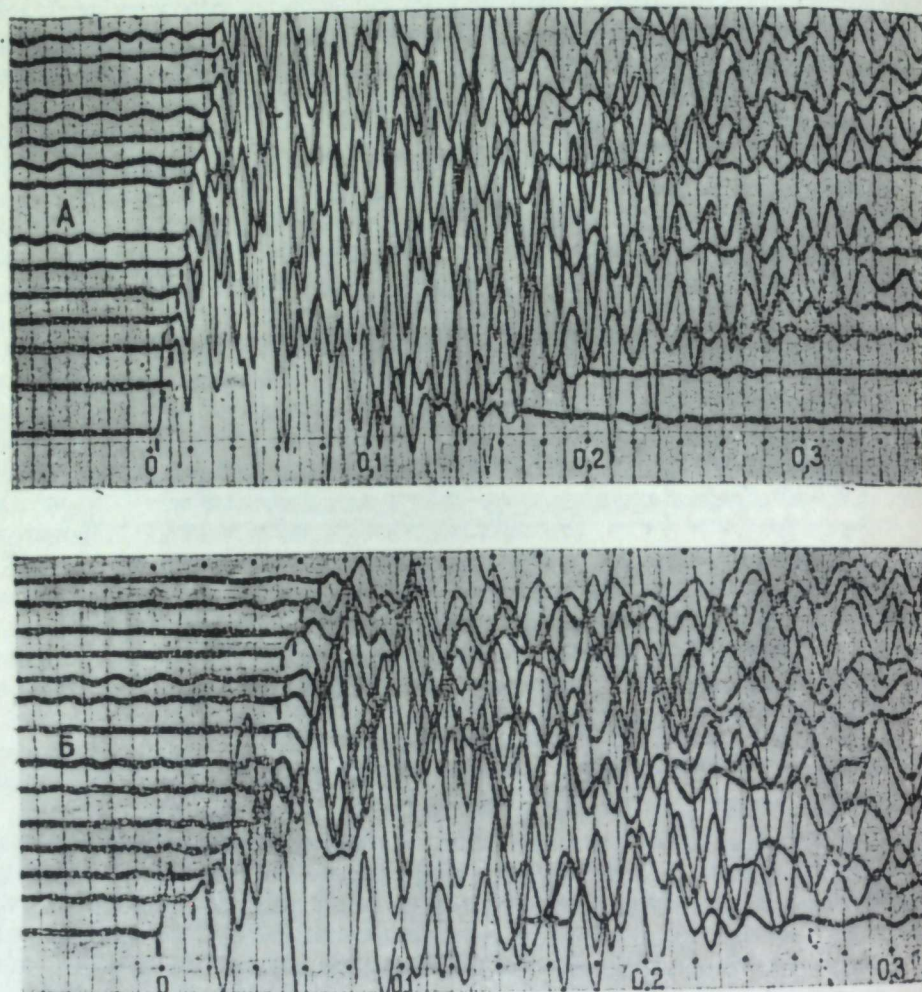


Рис. 3. Характерные сейсмограммы.
А — участок неглубокого (0—3 м) залегания поверхности фундамента; Б — участок глубин до фундамента более 10 м.

На точности определения граничных скоростей мы не останавливаемся. Учитывая результаты [1], можно считать, что вычисленные нами величины граничных скоростей представляют нередко усредненные значения. Последнее обусловлено, главным образом, значительными расстояниями между сейсмоприемниками. В статье [1] показано, что в северо-западной части района наших исследований фундамент представляет вертикально-слоистую среду, причем горизонтальная мощность отдельных слоев различной скоростной характеристики нередко не превышает 20—30 м. Известно, что точность определения граничных скоростей, при прочих равных условиях,

понижается с усложнением рельефа исследуемых границ, причем получаемые значения V_r могут быть как больше, так и меньше истинных.

Судя по скоростным характеристикам, в интервале глубин от единиц до 200—400 м фундамент нередко имеет двух- или трехслойное строение¹. Самая верхняя его часть, мощностью от долей метра до нескольких метров, составляет первый слой, который в объеме представляет неконсолидированную массу. Поэтому скорости продольных волн здесь аномально малы — порядка 800—1000 м/сек, то есть соизмеримы со скоростями в широко развитых на участке третичных и четвертичных покровных осадочных отложениях. Этим объясняется кажущееся расхождение между геологическими и сейсмическими данными, наблюдаемое для ряда зондирований в интервале между городами Верхняя Тура и Красноуральск (рис. 1, сейсмозондирования 70, 73, 74, 75, 79 и 85). Поверхность фундамента, представленная разрушенными разностями, отмечается по данным бурения на меньшей глубине, чем основной преломляющий горизонт (см. рис. 1). Последним является поверхность второго слоя, представленного менее разрушенными, чем вышележащие, разностями пород. Подтверждением сказанного может служить тот факт, что по скв. 2171 и 2175 на глубинах 7 и 10 м, по геологическим данным, отмечается переход от коры выветривания к более монолитным разностям пород фундамента. Соответствующий последним преломляющий горизонт с граничной скоростью порядка 3000 м/сек выявляется сейсмическими наблюдениями на этих же глубинах. Этот второй скоростной горизонт фундамента, наиболее полно характеризующий наши наблюдения, имеет граничные скорости порядка 2000—4000 м/сек. Скорости в третьем слое, представленном аналогичными по составу, но залегающими на больших глубинах породами, определены сейсмокаротажем и методом преломленных волн и равны 5000—5500 м/сек. Мощность второго слоя, скорость в котором 2000—4000 м/сек, порядка 40—70 м. В качестве подтверждения можно привести данные сейсмокаротажа структурной скв. 3 (см. рис. 1), где с глубины ~50 м скорость продольных волн в порфиритах андезито-базальтового состава порядка 5300 м/сек, а по данным расположенных вблизи этой скважины зондирований 76, 77, 78 граничная скорость по находящейся на глубине 5—8 м поверхности фундамента изменяется от 3000 до 5000 м/сек.

От типового разреза наблюдаются и существенные отклонения. Так, в западной и восточной частях участка нередко отсутствует первый слой с аномально низкими скоростями упругих волн. На участках, где опорный преломляющий горизонт характеризуется граничными скоростями более 5000 м/сек, отсутствует и второй слой, а фундамент с поверхности представлен монолитными разностями.

Сопоставление скоростей упругих волн в образцах пород и результатов параметрических сейсмозондирований, проведенных в местах их отбора, показало: отдельно взятые из обнажений пород фундамента образцы, как правило, достаточно монолитны и не дают поэтому правильного представления о физическом состоянии всего объема, характеризующего сейсмозондированием с длиной установки 100 м. Поэтому скорости в образцах обычно выше, чем по параметрическим наблюдениям (рис. 4). Например, для зондирования 17 наиболее распространены скорости ультразвуковых волн в образцах порядка 4000 м/сек, а граничная скорость здесь 3000 м/сек; для зондирования 26 эти величины соответственно равны 4500 и 2500 м/сек, для зондирования 102 — соответственно 4000 и 3000 м/сек и т. д.

¹ По результатам сейсмокаротажа двух скважин с глубины 500 м отмечается еще один, четвертый слой, скорость упругих волн в котором порядка 5900 м/сек.

На рис. 1 можно видеть, что породы фундамента, поверхность которого является основной преломляющей границей при наших исследованиях, почти повсеместно перекрыты образованиями со скоростью 400—1200 м/сек. В то же время известно, что на участке отдельные образцы пород фундамента нередко наблюдаются на дневной поверхности; скорости в них 3000—5000 м/сек (рис. 4, В). Такое кажущееся несоответствие объясняется, с одной стороны, отсутствием сплошности пород в этих обнажениях, резким уменьшением граничных скоростей за счет трещиноватости, разобщенности сравнительно монолитных блоков, то есть наличием первого скоростного слоя фундамента (хотя и прерывистого). С другой стороны,

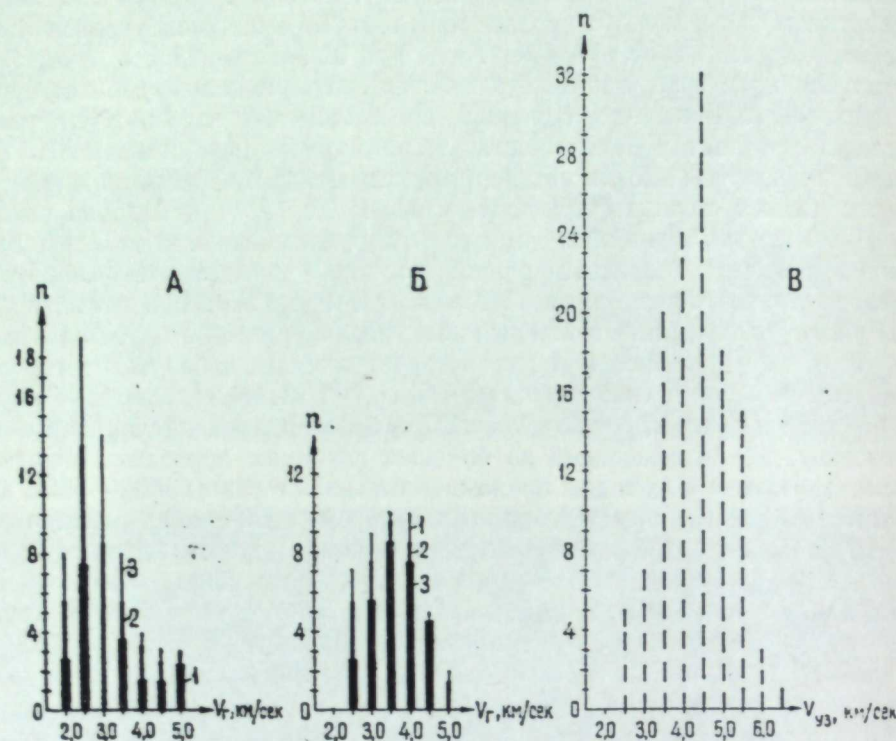


Рис. 4. Вероятностные графики граничных скоростей А, Б и скоростей ультразвуковых волн в образцах В.
А — эффузивно-осадочные образования синклиниория; Б — интрузивные и метаморфические породы; В — скоростная характеристика образцов пород группы Б по определениям на сейсмоскопе.

Качество материалов: 1 — хорошее, 2 — удовлетворительное, 3 — недостаточное; п — количество определений.

при сейсмических измерениях мы имеем осредненную картину за счет характеристики определенного объема, в значительной мере представленного кайнозойскими осадками, а обнажение является в этом отношении чаще всего лишь точкой.

Рассмотрим теперь характер изменения рельефа основного преломляющего горизонта и граничных скоростей для него по профилю ст. Азиатская — г. Верхняя Тура — г. Красноуральск. Западнее ст. Азиатская и пос. Арбатского поверхность опорного горизонта (см. рис. 1), отождествляемого с фундаментом, характеризуется граничными скоростями порядка 3000—4000 м/сек. Значительно реже наблюдаются значения V_r более низкие. Глубина залегания преломляющей границы изменяется по профилю относительно плавно и колеблется от 1—2 до 8—10 м. Наметить корреляцию между характером рельефа и граничными скоростями здесь, так же

как и на других участках профиля, не представляется возможным. В этой части площади развиты древние метаморфические сланцы свиты М и небольшие массивы интрузивных пород: габбро, диоритов, гранитов и плагио-гранитов.

Восточнее пос. Арбатского и в районе г. Верхней Туры наблюдается иной характер сейсмогеологического разреза. Глубина залегания пород фундамента здесь изменяется более резко: от 2—3 до 10—20 м, причем нередко даже между соседними точками наблюдения. Результаты сейсмозондирования 28, 29, 30 и 47 показывают, что опорная преломляющая граница залегает на глубине свыше 25 м. В пределах некоторых из последних зон самая верхняя часть разреза представлена двумя слоями, скорости упругих волн в которых, соответственно, равны 400—600 м/сек и 1000—1200 м/сек (зондирования 28 и 47). Ширину зон повышенных мощностей рыхлых отложений по имеющимся данным установить невозможно, так как длина сейсмических профилей составляет 100 м, а расстояния между ними ~ 500 м. Естественно, что в интервалах между наблюдениями могут быть дополнительные подъемы и опускания рельефа поверхности фундамента. Поэтому при непрерывном профилировании рельефа опорного горизонта может значительно уточниться и детализироваться [1].

Можно высказать предположение о приуроченности зон существенного нарушения верхней части фундамента, которым соответствуют участки резкого погружения опорного преломляющего горизонта, к зонам тектонических нарушений. Наиболее выраженными из них в этом случае можно считать участки сейсмозондирования 47, 48, 28, 29, 30, 68, 69.

Особенностью результатов наблюдений на профилях к востоку от пос. Арбатского и в районе г. Верхней Туры являются также преимущественно пониженные до 2000—2500 м/сек граничные скорости поверхности опорного преломляющего горизонта. Здесь развиты различные эффузивные и эффузивно-осадочные зеленокаменные породы: туфоконгломераты, туфы, андезитовые и базальтовые порфириты, ортофиры, сланцы и т. д. Непосредственно к юго-востоку от г. Красноуральска, где также развиты зеленокаменные породы, картина аналогична наблюдаемой в районе г. Верхней Туры.

Восточнее зондирования 89 установлены характер рельефа фундамента и граничные скорости, аналогичные наблюдаемым на площади к западу от ст. Азиатская. По геологическим данным, здесь, в краевой западной части Исетско-Салдинского антиклинория, преобладают серпентиниты, габбро и граниты.

Результаты микросейсмических исследований в Нижне-Тагильском синклиниории показывают, что верхние горизонты слагающих его образований существенно дифференцированы по граничным скоростям, но установить корреляцию их величин с литологическими и другими характеристиками пока не представляется возможным. Определяющим является физическое состояние пород: степень нарушенности, выветрелости, трещиноватости и т. д. Можно лишь констатировать, что несколько более высокими скоростями характеризуется поверхность метаморфических образований свиты М и интрузивных пород. Иллюстрирующие сказанное вероятностные графики граничных скоростей представлены на рис. 4, где можно видеть, что поверхность выветрелых разностей зеленокаменных пород Нижне-Тагильского синклиниория характеризуется широким диапазоном изменения граничных скоростей с преобладающими значениями порядка 2000—3500 м/сек. Граничные скорости для поверхности также существенно нарушенных метаморфических пород свиты М аналогичны наблюдаемым в измененных интрузивных породах: габбро, диобазах, гранитах и гранодиоритах, слагающих краевые части синклиниория и смежных анти-

клиниориев. Преобладающие значения их составляют 3000—4000 м/сек, то есть несколько выше, чем для зеленокаменных пород. Такая картина показывает, что породы зеленокаменного комплекса с поверхности изменены более интенсивно.

Как уже говорилось, график В (рис. 4) дает представление о скоростях упругих волн в образцах интрузивных и метаморфических пород, взятых из обнажений на дневную поверхность. Сравнение с графиком Б иллюстрирует установленное положение, что сохранившиеся достаточно монолитными отдельные образцы характеризуются несколько большими скоростями упругих волн, чем дают параметрические сейсмические наблюдения при длине зондирования 100 м.

ВЫВОДЫ

1. Рассмотренные материалы по применению сейсмостанции ССП-14 для параметрических наблюдений показывают экономическую эффективность исследования таким способом рельефа фундамента при глубинах его залегания 0—20 м. Аналогичные наблюдения должны проводиться, в частности, с целью уменьшения неоднозначности интерпретации электрических аномалий на поверхностные и глубинные при поисках колчеданных руд, для уточнения результатов гравиметровой и, особенно, вариометровой съемки, при решении задач инженерной геологии и т. д. Возбуждение упругих волн ударами и выстрелами небольших зарядов пороха существенно упрощает полевые работы по сравнению с обычной методикой сейсморазведочных исследований.

2. Микросейсмические параметрические данные, в совокупности с результатами бурения, сейсморазведки КМПВ и сейсмокаротажа, позволяют установить, что в скоростном отношении породы фундамента в интервале глубин 0—400 м нередко имеют двухслойное или трехслойное строение. Для двух структурных скважин на глубине около 500 м отмечается дополнительное увеличение скорости упругих волн (четвертый слой).

Скоростные характеристики исследованных параметрическими наблюдениями пород Нижне-Тагильского синклиория и краевых зон Урал-Тауского и Исетско-Салдинского антиклиниориев определяются в основном физическим состоянием пород — трещиноватостью, выветрелостью, а не петрографическими особенностями.

Элювиальные образования фундамента мощностью до 10 м иногда характеризуются аномально низкими скоростями и не отличаются поэтому от покровных осадочных отложений. Развитые до глубины 40—70 м нарушенные, трещиноватые разности пород фундамента составляют второй слой, характеризуемый скоростями продольных волн порядка 2000—4000 м/сек. Расположенные ниже монолитные разности порфиритов и других пород характеризуются скоростью упругих волн 5300—5900 м/сек (скв. 1 и 3).

3. Мощность распространенных почти повсеместно покровных отложений колеблется от 1—2 до 15—20 м. Скорость упругих волн в них порядка 400—800 м/сек, а в некоторых случаях увеличивается до 1000—1500 м/сек.

4. Взятые из обнажений образцы пород фундамента представляют обычно наиболее монолитные разности из того объема, который характеризуется сейсмическими параметрическими наблюдениями. Поэтому скорости упругих волн в отдельно взятых образцах несколько выше, чем значения граничных скоростей по поверхности фундамента, определяемые при длине сейсмозондирования 100 м.

5. Для изучения корреляционным методом преломленных волн ско-

ростных характеристик неизмененных пород фундамента необходимо увеличивать длину установок параметрических наблюдений до 300—500 м и более.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Н. Парийская. Изучение поверхности вертикально-слонстой среды со сложным рельефом по системам продольных сейсмических профилей. Труды Ин-та физики Земли АН СССР, № 6 (173), М., 1959.
2. Н. И. Халевин, А. М. Буньков. Сейсмическая станция переносная ССП-14. «Геология и геофизика», № 12, 1960 (Сиб. отд. АН СССР).

Н. И. ХАЛЕВИН

ТЕКТОНИЧЕСКИЕ НАРУШЕНИЯ ФУНДАМЕНТА ЗАУРАЛЬЯ ПО ГЕОФИЗИЧЕСКИМ ДАННЫМ

Для Зауралья выделено три группы нарушений, разломов фундамента. Каждая группа тяготеет к определенной части площади и характеризуется общностью ориентировки (простираения). Нарушения, находящиеся вблизи от обнаженного на дневной поверхности Урала, частично подтверждаются геологическими данными, для других последние сведения недостаточны.

Выяснение местоположения и строения зон дизъюнктивных и пликативных тектонических нарушений фундамента, нередко предопределяющих главные элементы строения обширных площадей, является одной из основных задач геологических и геофизических исследований. Для территории Зауралья эти вопросы в той или иной мере рассмотрены [1—12]. С одной стороны, эти данные позволяют установить некоторые общие черты геологического строения исследуемых площадей, с другой — зонами разломов могут контролироваться те или иные полезные ископаемые, поэтому данные о них необходимы, в частности, для металлогенических прогнозов. Для обнаженного Урала, где породы палеозойского и более древнего возрастов¹ выходят на дневную поверхность, зоны тектонических нарушений картируются по целому ряду геологических признаков. Гораздо меньше данных имеется для Зауралья, где породы фундамента перекрыты платформенными осадочными образованиями. Наметить разломы здесь пока можно в значительной мере лишь по геофизическим данным. Наиболее рационально было бы при этом пользоваться методом аналогий. Установив характер «эталонных» физических полей над геологически изученными тектоническими нарушениями обнаженного Урала, последующим сопоставлением можно истолковывать данные геофизики на прилегающей площади Зауралья. Однако осуществить это не представляется возможным из-за недостаточности данных региональных геофизических съемок по Уралу. Поэтому при выделении зон тектонических нарушений фундамента Зауралья приходится пользоваться аналогиями лишь с некоторыми элементами полей Урала и, главным образом, общими физическими предпосылками.

На основании результатов аэромагнитных и гравиметровых съемок для территории Зауралья мы построили схему (см. рисунок) расположения

¹ Все породы палеозойского и более древнего возрастов мы объединяем в фундамент. Термин этот имеет, таким образом, несколько иное содержание, чем, например, для Русской платформы, где он включает лишь древние докембрийские образования.

осей аномалий Δg и ΔT ¹. При рассмотрении ее нужно иметь в виду, что форма аномалий изменяется весьма существенно — от узких, линейновытянутых на большое расстояние, до изометричных, столбообразных. Простирание осей в основном коррелируется между собой. Преобладающая ориентация их в западной части площади меридиональная, в восточной — северо-восточная. На этом фоне нередко наблюдаются аномалии сложной формы, причем в ряде случаев четко выражены прослеживаемые на значительные расстояния субширотные аномалии, которые пересекают основные субмеридиональные структуры. Особенно это относится к магнитометрическим данным.

Автор статьи попытался качественно учесть изменение интенсивности и конфигурации аномалий, в зависимости от глубины залегания фундамента. Дело в том, что если в западной части площади его породы выходят на дневную поверхность, то в восточной они перекрыты платформенными осадочными образованиями, мощность которых достигает 1000 м и более [13]. Благодаря этому в восточной части площади аномалии имеют меньшую интенсивность и более спокойный, выдержанный характер, при аналогичном составе фундамента.

Так как основанием для выделения зон тектонических нарушений служат особенности характера физических полей, то необходимо сделать следующие замечания. В термины «нарушение», «разлом» вкладывается широкое понятие — сюда относятся все более или менее четко выраженные соотношения физических полей, которыми могут отражаться зоны нарушений как пликативного, так и дизъюнктивного характера. Трассирование их производится таким образом, что иногда любое достаточно резкое изменение характера физических полей соответствующей ориентации служит основанием для продолжения в этом направлении зон, выделенных в другой части по более уверенным признакам. Прослеживаемое нарушение должно иметь при этом значительную протяженность, так как только в этом случае можно говорить о разломе, то есть о нарушении фундамента существенных размеров по простиранию и глубине. При изображении на результативной карте мы допускаем, естественно, схематизацию, представляя разломы прямолинейными. На самом деле они могут быть представлены и рядом сближенных, или кулисообразно смещенных разломов, или же одним разломом криволинейной формы. Последнее, в частности, установлено геологическими исследованиями для обнаженной части Урала. Ширина тектонических нарушений в настоящей работе не рассматривается. Зоны эти представлены на результативной схеме (см. рисунок) линиями, но следует иметь в виду, что в действительности ширина их может быть различной.

Так как мы не разделяем разломы между собой по физическим характеристикам, то, естественно, в группу или даже в одну зону могут быть отнесены нарушения, разнящиеся по глубине заложения, геотектонической истории и т. д. При этом зонам наиболее глубокого заложения обычно соответствуют интенсивные и линейновытянутые широкие положительные аномалии силы тяжести. Связано это с тем, что, по имеющимся представлениям, тяжелые породы слагают нижние слои земной коры — так называемые перидотитовый и базальтовый. Наличие линейновытянутых положительных аномалий Δg показывает на глубинный характер разломов, так как последние в этих случаях нарушают целостность более глубоких

слоев земной коры, создают каналы для подъема к дневной поверхности основных и ультраосновных пород. Линейновытянутые интенсивные магнитные аномалии, не сопровождающиеся положительными аномалиями Δg , также могут соответствовать глубинным нарушениям, выполненным в верхней части серпентинитами. Наличие заполняющих разломы интрузивных пород кислого состава отображается обычно отрицательными аномалиями Δg . В случае развития в зонах нарушений фундамента магнитных разностей гранитоидов, глубина заложения разломов меньше, чем при наличии положительных аномалий Δg . Такая интерпретация основывается на том, что гранитоиды считаются дериватами сравнительно неглубоко залегающего гранитного слоя, а ультраосновные и основные образования — продуктами более глубоких образований.

Участки зон нарушения сбросового или флексурообразного характера чаще всего отображаются наибольшими горизонтальными градиентами силы тяжести краевых частей аномалий, характеризующихся в целом значительными поперечными размерами и относительно выдержанными значениями Δg . Изометричные магнитные аномалии, обусловленные обычно покровами магнитных разностей эффузивов (нередко кайнотипных), затрудняют определение местоположения тектонических разломов по магниторазведочным данным. В случае, если выполняющие эти зоны породы отличаются по плотности, выделение их может производиться по гравитационным данным. В некоторых случаях разломы отмечаются зонами смены физических полей, соответствующих границам между различными комплексами пород. Из сказанного видно, насколько существенно могут отличаться магнитные и гравитационные поля над зонами нарушений фундамента в зависимости от их глубинности и других факторов.

Сейсморазведка корреляционным методом преломленных волн фиксирует зоны разломов, главным образом, благодаря изменению в них формы записи и интенсивности упругих волн, что обусловлено нарушением здесь верхних горизонтов фундамента. По данным КМПВ, при благоприятных условиях возможно оценивать направление падения зон нарушения. При изучении методами КМПВ и ГСЗ внутреннего строения фундамента тектонические зоны отмечаются участками нарушения корреляции преломленных волн, существенными осложнениями записи, вплоть до прекращения регистрации.

Электроразведка может быть использована для выделения зон нарушения, если они представлены обводненными участками, отличающимися по электрическому сопротивлению от вмещающих пород.

Учитывая отмеченные выше возможности геофизических методов, следует подчеркнуть, что намечаемые нами, на основании характера физических полей Зауралья, зоны нарушения фундамента дают лишь первое приближение к действительности. При дальнейших геологических и геофизических работах элементы тектоники будут, естественно, корректироваться и уточняться.

В работах [13, 14] рассмотрены некоторые точки зрения на строение Урала и Зауралья, даны схематические вертикальные разрезы, высказаны предположения о контурах синклинальных и антиклинальных структур в фундаменте Среднего Зауралья. Высказаны также соображения об элементах истории развития Урала и о корреляции площадей распространения полей силы тяжести различной интенсивности с металлогеническими зонами. Поэтому в настоящей статье на этих вопросах нет необходимости останавливаться.

Представленная в статье тектоническая схема дополняет сведения о рассмотренных в работе [13] синклинальных и антиклинальных структурах Среднего Зауралья территорией севернее 59° с. ш. На основании гео-

¹ При составлении схемы использовались, главным образом, материалы съемок Западно-Сибирского геофизического треста и Тюменского геологического управления, Уральского, Западно-Сибирского, Западного геофизических трестов и Уральского геологического управления.

физических материалов элементы строения этой площади трактуются следующим образом. В северной половине карты наблюдается значительное расширение к востоку Нижне-Тагильского зеленокаменного синклинория. В его краевой восточной части, перекрытой платформенными осадочными образованиями, преобладают изверженные породы основного состава, на что указывают повышенные магнитное и гравитационное поля. Синклинорий ограничивается с востока зоной глубинных разломов, прослеживаемой по сейсмическим, гравитационным и частично геологическим данным на расстояние порядка 400 км от широты 59°. В северной части эта зона нарушения разделяется на два разлома (1а и 1б на рисунке). Первый из них находится внутри структуры, второй ограничивает синклинорий с востока. По данным корреляционного метода преломленных волн¹, в районе пос. Бурмантова для поверхности пород синклинория характерно дробное расчленение в горизонтальном направлении, при пониженных в целом до 4000—4500 м/сек значениях граничных скоростей V_r . Это указывает, с одной стороны, на частую перемежаемость пород различного состава, с другой — на существенную нарушенность, выветрелость верхних горизонтов фундамента. Близкая картина получена при параметрических наблюдениях на профиле, проходящем в синклинории на широте 58°20' [15]. Скоростные характеристики пород на площади восточнее пос. Няксимволя позволяют предполагать развитие обширных зон отложений третьего структурного этажа, представленного эффузивно-осадочными отложениями триас-юрского возраста [13].

В находящемся восточнее Исетско-Салдинском (Восточно-Уральском) антиклинории поверхность фундамента характеризуется относительно выдержанными по площади повышенными граничными скоростями. На широте пос. Бурмантова они достигают 6000—6500 м/сек, что дает возможность говорить о выходе здесь под эрозионный срез докембрийских образований, относимых к первому структурному этажу [13]. Магнитное поле на значительной части антиклинория положительное, нередко с интенсивными аномалиями изометричной формы. Восточная граница этой структуры намечается со значительной условностью, главным образом, по существенному изменению характера магнитного поля. Гравиметровые наблюдения проведены здесь лишь по нескольким разобренным профилям.

Выделяемый по геолого-геофизическим данным в южной части карты Алапаевский синклинорий на широте 58°30'—59°00' осложняется Тура-Иртышским срединным массивом [14]. Последний характеризуется положительной гравитационной аномалией с незначительными горизонтальными градиентами. Форма аномалии изометричная, столбовидная, причем большая ось ее имеет субширотное простирание. Такая картина существенно разнится от «уральских» структур, характеризующихся обычно субмеридиональными линейновытянутыми аномалиями и значительными градиентами поля Δg . Поэтому синклинальной структуре, прослеживаемой севернее параллели 59°, целесообразно дать отличное от Алапаевского синклинория название, чтобы подчеркнуть элементы ее самостоятельности (см. рисунок, IVa — Сосьвинско-Пелымский синклинорий). Существенной чертой последней структуры следует считать значительно большие размеры за счет расширения к востоку, чем у Алапаевского синклинория. Картина эта аналогична имеющей место в северной части Нижне-Тагильского синклинория.

Восточная граница Сосьвинско-Пелымского синклинория трассируется

¹ Сейсмические работы этим методом проводит в ближнем Зауралье Баженовская геофизическая экспедиция Уральского геологического управления.

по линии повышенных градиентов силы тяжести, проходящей в зоне смены положительных отметок Δg на отрицательные — соответствующие Кузнецовскому антиклинорию (Va). По характеру гравитационного поля можно предполагать, что в западной части Сосьвинско-Пелымского синклинория развиты, главным образом, осадочные породы, в восточной — изверженные породы основного состава.

Кузнецовский антиклинорий характеризуется отрицательным магнитным и гравитационным полями, что указывает на развитие здесь гранитов и метаморфических пород. Восточная граница Кузнецовского антиклинория неясна. Можно лишь предполагать, что он ограничивается срединным массивом.

Как уже отмечалось, зоны глубинных разломов мы подразделяем на три группы, исходя из особенностей их ориентировки (простираения) и площадного распределения. Первая группа включает нарушения, непосредственно прилегающие к обнаженному Уралу. Их отличительной особенностью является близкое к меридиональному «уральское» простирание. Обычно они оконтуривают крупные структуры, как это можно видеть на примере Нижне-Тагильского и Алапаевского синклинориев (1, 1а, 1б и 2а, 2б, 2' на рисунке) и, кроме того, имеют значительную протяженность по простиранию. Тектонические нарушения второй группы находятся восточнее; для них характерно северо-северо-восточное простирание (4, 5а и 5б на рисунке). К третьей группе отнесены зоны субширотных нарушений фундамента (6, 7, 8а, 8б, 9, 10).

Западной в первой группе является зона разломов, ограничивающая Нижне-Тагильский зеленокаменный синклинорий (1, 1а, 1б). В южной части площади она выделяется по геологическим данным и соответствует II поясу разломов Б. М. Романова [10]. Особенностью этой зоны нарушений первой группы в северной части площади, где она трассируется главным образом по геофизическим данным, является разделение на два разлома. На широте пос. Няксимволя расстояние между ними достигает 50 км (1а и 1б). Западный разлом 1а трассируется сейсморазведкой и отмечается гравиметрией. Ему соответствует ступенчатое погружение фундамента в восточном направлении, которое подтверждено бурением. Амплитуда ступени увеличивается с юга на север: если на широте г. Серова она порядка 200 м, то на широте пос. Няксимволя достигает уже 1000—1200 м. Разлом 1б трассируется сейсморазведкой и магниторазведкой. Первый метод фиксирует на широте Бурмантова и Няксимволя зону нарушения поверхности фундамента, а по второму зоне соответствует резкая смена магнитных полей. Отрицательные отметки ΔT , характерные для этой части Нижне-Тагильского синклинория, к востоку сменяются резко возмущенным положительным полем Исетско-Салдинского антиклинория. При этом в зоне разлома хорошо выражена полосчатость, вытянутость аномалий в субмеридиональном направлении.

Восточнее первой зоны нарушений — до широты 61°30' — площадь Среднего Урала недостаточно охарактеризована региональными геофизическими исследованиями, поэтому мы не выделяем здесь зон нарушений.

Вторая зона разломов первой группы (2, 2а, 2б, 2в и 2') прослеживается параллельно первой, примерно в 100 км восточнее ее. Сопоставление геофизических и геологических данных показывает, что эта зона продолжает на север IV пояс Б. М. Романова [10]. На рассматриваемой территории она имеет довольно сложный характер: если в южной части площади достаточно уверенно намечается лишь один разлом 2, контролирующий Челябинский грабен, то примерно от параллели 56°30' можно наметить уже три радиально расходящихся к северу разобренных разлома — 2а, 2б и 2в. При этом, если связь первых двух с зоной 2 едва ли

может быть поставлена под сомнение, то не исключена возможность, что разлом 2в является самостоятельным. В этом случае он может, в частности, служить северным продолжением нарушения, трассируемого сейсморазведкой по осевой части Камышловского антиклинория (в 50 км восточнее г. Челябинска).

На широте 58°30' характер разломов второй зоны изменяется, в значительной мере из-за влияния Тура-Иртышского срединного массива. Поэтому севернее пос. Сосывы мы выделяем лишь один разлом 2', трассируемый до пос. Сартыньи. Это тектоническое нарушение, видимо, продолжается на север разлом 2б. Однако не исключена возможность, что картина здесь сложнее, и разлом 5а также непосредственно связан с зоной нарушения 2б, является ее ответвлением в северо-восточном направлении.

Разломы фундамента второй зоны отмечаются следующей совокупностью особенностей физических полей. Тектоническому нарушению 2 соответствует субмеридиональная положительная гравитационная аномалия, что позволяет говорить о глубинном характере заложения разлома. На это же указывает каньонообразная впадина Челябинского грабена, амплитуда которой достигает 2 км. Далее на север разлом прослеживается по зоне нарушений фундамента, выявленной сейсморазведкой и коррелирующейся с линейновытянутой полосой возмущенного магнитного поля. Разлом 2а картируется по геологическим данным, 2б — по сейсмическим и магнитным характеристикам, которые аналогичны наблюдаемым над северной частью разлома 2. Разлом 2в подтверждается геологическими данными — буровыми работами здесь установлено грабенообразное погружение фундамента — Анохинская депрессия, обнаруженная и прослеженная геофизическими методами. За пределами Анохинской депрессии нарушение 2в трассируется в зоне перехода от положительных полей ΔT на западе к отрицательным — восточнее разлома.

Разлом 2' в интервале между параллелями 59—61° прослеживается по максимальным градиентам поля силы тяжести. В южной части ему соответствует также узкая цепочка положительных магнитных аномалий. В интервале 61—63° с. ш. это нарушение отражается интенсивной магнитной аномалией. Данные сейсмической и гравитационной съемок здесь отсутствуют. Как уже отмечалось, разлом 2', вероятно, является продолжением на север разлома 2б. Однако непосредственное сочленение их осложнено влиянием Тура-Иртышского срединного массива.

К первой группе разломов относится также зона, представленная расположенными в 20 км друг от друга нарушениями 3а и 3б. Прослеживаются они в южной части площади, главным образом, по сейсмическим данным. Зона эта является, видимо, северным продолжением VI пояса Б. М. Романова [10].

Во вторую группу выделяются две зоны разломов — 4 и 5. Обе имеют северо-восточное простирание и характеризуются положительными магнитными и гравитационными аномалиями. Последнее позволяет говорить об их глубинном заложении. Главное их различие: для находящейся в средней части Тюменского синклинория зоны 4 характерна корреляция аномалий Δg и ΔT ; зона 5 состоит из двух разломов 5а и 5б, отмечаемых в краевой восточной части Сосвинско-Пелымского синклинория. Первый разлом прослеживается по положительным гравитационным аномалиям, что позволяет предполагать значительную глубину его заложения. Он, вероятно, имеет кулисообразное строение и трассируется максимумами двух смещенных относительно друг друга аномалий Δg . Тектоническое нарушение 5б трассируется интенсивными линейновытянутыми аномалиями ΔT и по зоне больших градиентов Δg . Не исключена воз-

возможность, что разломы 5а и 5б являются северо-восточным продолжением зоны 2б. Учитывая отмеченную выше возможную связь разломов 2б и 2', можно предположить, что на широте $58^{\circ}30'$ — $59^{\circ}00'$ существует участок особенно сложного строения фундамента, с ярко выраженным блоковым характером. На вероятность этого указывают также субширотные нарушения 8а и 8б.

Структура третьей группы нарушений фундамента нередко отличается от первых двух. Рассмотренные выше зоны 1—5 характеризуются, в большинстве случаев, положительными гравитационными и магнитными аномалиями со значительными горизонтальными градиентами. Третья группа, объединяющая субширотные нарушения, отображается нередко зонами перерывов субмеридиональных гравитационных и магнитных аномалий, параметры которых вне этих нарушений выдержаны в субмеридиональном направлении на значительных расстояниях. Таким образом, они как бы секут основные субмеридиональные структуры восточного склона Урала и Зауралья, а не параллельны их осям, как это нередко имеет место для разломов первой и второй групп. Благодаря этим разломам и разломам первых двух групп, фундамент Зауралья представлен рядом крупных блоковых структур. В некоторых случаях нарушения третьей группы могут вообще не быть разломами в общепринятом понятии. Истолковываемые зонами нарушений аномальные распределения физических полей могут быть обусловлены погружениями субширотных антиклинальных и синклиналиных структур, резким изменением глубины залегания их осей на этих участках.

Самым южным нарушением третьей группы является зона 6, отображаемая как гравитационным, так и магнитным полями. Севернее г. Челябинска ей соответствуют максимальные горизонтальные градиенты аномалии Δg , наблюдаемые при переходе от положительных к отрицательным отметкам поля силы тяжести. Далее на юго-восток, в районе г. Шумихи существенно уменьшается интенсивность выдержанной в других частях зоны субмеридиональной отрицательной аномалии Δg . Южнее г. Кургана нарушению соответствуют повышенные напряжения силы тяжести. В магнитном поле нарушение отчетливо выражено в восточной части площади. Между меридианами $63^{\circ}30'$ — $64^{\circ}30'$ здесь наблюдаются отрицательные магнитные аномалии, разделяющие на две части региональную положительную аномалию Тюменского синклинория. Восточнее — между меридианами 65° и 66° — нарушению 6 соответствует цепочка локальных положительных магнитных аномалий субширотного простирания.

Наблюдаемое в пределах зоны 6 неоднократное изменение характера физических полей может иметь несколько причин. Как уже отмечалось, здесь возможны погружения осей складок субмеридиональных и северо-восточных структур восточного склона Урала и Зауралья. Одной из основных причин наблюдаемого распределения физических полей может являться наложение разновозрастных тектонических движений, предопределивших образование субмеридиональных структур: синклинорий и антиклинорий, с одной стороны, и субширотных нарушений фундамента — с другой.

Зона 7 нарушений фундамента на юго-западе отражается максимальными градиентами краевой части положительной аномалии Δg . Возможно, что ориентация ее здесь несколько иная — разлом может трассироваться и по оси этой аномалии. В районе пос. Туринской Слободы нарушению 7 соответствует локальный максимум силы тяжести. Далее на северо-восток эта зона трассируется по отрицательной аномалии Δg северо-восточного простирания. В магнитном поле нарушение 7 выражено лишь в западной части, где между городами Каменском-Уральским и Пышмой положительные магнитные поля переходят в отрицательные.

Следующие нарушения фундамента этой группы — зоны разломов 8а и 8б, ограничивающие с севера Тура-Иртышский срединный массив. Разлом 8а трассируется линейновытянутыми субширотными магнитными аномалиями, а разлому 8б соответствуют максимальные градиенты гравитационного поля. Магнитометрическими данными последнее нарушение более или менее четко не отображается. Лишь в его западной части отмечается цепочка локальных изометричных аномалий ΔT , да на востоке изолинии ΔT приобретают субширотное простирание, коррелирующееся с направлением нарушения.

Нарушение 9 в значительной части прослеживается по повышенным градиентам гравитационного поля. На восточной окраине карты оно трассируется по широтной положительной гравитационной аномалии. Магнитное поле здесь имеет следующие особенности. В западной краевой части нарушение разграничивает участки фундамента различной магнитности: южнее его находятся относительно пониженные поля ΔT , а севернее — повышенные. Далее к востоку нарушение характеризуется сложно построенным магнитным полем — здесь наблюдаются аномалии своеобразной формы и ориентировки. Их можно отождествить с лучами, расходящимися во все стороны от своего рода центра, находящегося на пересечении разлома 9 с линией меридиана 63° . В краевой восточной части площади зона 9 отражается широтной магнитной аномалией.

Самое северное нарушение третьей группы — нарушение 10 — намечается только по магнитным аномалиям субширотной ориентации. Гравитационные данные здесь недостаточны.

На территории Зауралья геофизическими методами намечается еще ряд тектонических нарушений. Мы их не рассматриваем, так как они прослеживаются в настоящее время на небольшое расстояние.

По аналогии с обнаженным Уралом и Челябинским грабеном можно считать, что зоны разломов наиболее перспективны для поисков руд, угля и, вероятно, нефти и газа. В частности, можно отметить, что обнаруженное в 1960 г. Тюменским геологическим управлением в районе пос. Шайма месторождение нефти тяготеет к разлому 5б. Особенного внимания, на наш взгляд, заслуживают участки сочленения, пересечения разломов различной ориентации.

В заключение необходимо подчеркнуть, что намеченные нами тектонические нарушения дают первое приближение к действительности и могут служить лишь в качестве схемы для последующих геолого-геофизических исследований, которые конкретизируют и уточняют элементы имеющих зон нарушения фундамента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. И. Архангельский. О послепалеозойской тектонике восточного склона Урала и Зауралья. Изв. АН СССР, сер. геол., № 3, 1955.
2. А. А. Борисов и Г. И. Круглякова. Некоторые выводы из данных магнитных и гравитационных съемок Западно-Сибирской низменности. Сб. «Прикладная геофизика». Вып. 1. М., Гостоптехиздат, 1945.
3. И. И. Горский, Н. И. Леоненко. Некоторые вопросы геологии и угленосности области Тургайского прогиба. Труды лаборатории геологии угля АН СССР, вып. 8, М.—Л., 1958.
4. Сб. «Геология и нефтеносность Западно-Сибирской низменности». (Под ред. Д. В. Дробышева и В. П. Казаринова). Труды ВНИГРИ, вып. 114, Л., 1958.
5. В. И. Носаль. О связи нижнемезозойских образований восточного склона Урала с глубинными разломами на примере Челябинской депрессии. Труды Горно-геол. ин-та УФА АН СССР, вып. 32, Свердловск, 1959.
6. А. В. Пейве. Глубинные разломы в геосинклинальных областях. Изв. АН СССР, сер. геол., № 5, 1945.

7. Л. Я. Проводников. Схема структурных элементов, вещественного состава и рельефа фундамента Западно-Сибирской низменности по геофизическим данным. Изв. Вост. фил. АН СССР, № 6, 1957.
8. А. А. Пронин. Основные тектонические структуры Урала. Изв. АН СССР, сер. геол., № 8, 1959.
9. Сб. «Геологическое строение и перспективы нефтегазоносности Западно-Сибирской низменности» (под общей ред. Н. Н. Ростовцева). М., Гостоптехиздат, 1958.
10. Б. М. Романов. К вопросу о развитии уральской палеозойской геосинклинали. «Материалы по геологии и полезным ископаемым Урала». Вып. 6. М., Гостоптехиздат, 1958.
11. А. П. Сигов. Геологическое строение и перспективы Южного Зауралья. «Материалы по геологии и полезным ископаемым Урала». Вып. 6. М., Гостоптехиздат, 1958.
12. Н. П. Туаев. Основные черты геологического строения юго-запада Западно-Сибирской низменности и севера Тургайского прогиба и перспективы их нефтеносности. Труды ВНИГРИ, вып. 126, Л., 1958.
13. Н. И. Халевин, А. М. Буньков. Применение сейсмометрии (КМПВ) в комплексе с гравиметрией и магнитометрией для определения элементов строения Среднего Зауралья. «Сов. геол.». В печати.
14. Н. И. Халевин. Строение Урала в свете геофизических данных. «Сов. геол.», № 12, 1960.
15. Н. И. Халевин, А. М. Буньков. Микросейсмические исследования с сейсмостанцией ССП-14 в Нижне-Тагильском синклинории Урала (см. ст. в наст. сб.).

И. И. КОНОНЕНКО

ПОЛЕ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА ТОКА В ДВУХСЛОЙНОЙ СРЕДЕ

Приводятся результаты вычислений поля точечного источника в двухслойной среде. Даны рекомендации по интерпретации полевых наблюдений, выполненных методом заряда в условиях среды с двухслойным геоэлектрическим разрезом.

В природных условиях Урала среда, вмещающая колчеданные месторождения, в первом приближении может быть охарактеризована двухслойным геоэлектрическим разрезом. Поэтому в целях повышения достоверности интерпретации полевых наблюдений методом заряда представляется интересным изучение поля точечного источника, помещенного на глубине в двухслойной среде. В данной статье обсуждаются результаты расчетов, выполненных автором в этом направлении.

Поместим точечный источник на глубине z_0 в однородной изотропной среде с удельным электрическим сопротивлением ρ_2 , которая сверху перекрывается изотропным слоем ограниченной мощности h с удельным электрическим сопротивлением ρ_1 (рис. 1). Начало прямоугольной системы координат примем в точке расположения источника тока. Направление осей X, Z показано на рис. 1.

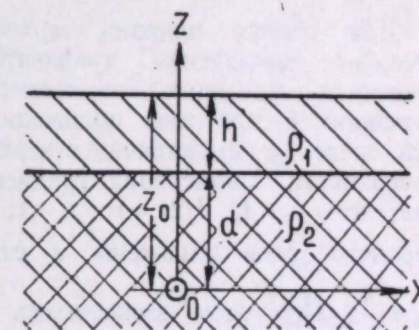


Рис. 1. Схема расположения координат.

Потенциал электрического поля на плоской дневной поверхности выражается формулой, полученной методом многократных отражений [1]:

$$U = \frac{\rho_1 I}{2\pi} (1+k) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k^n}{[x^2 + y^2 + (2nh + z_0)^2]^{1/2}}, \quad (1)$$

где I — сила тока, вытекающего из точечного источника;

$k = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}$ — коэффициент отражения.

Продифференцировав выражение (1) по x , получим градиент потенциала в направлении оси X

$$\frac{\partial U}{\partial x} = -\frac{\rho_1 I}{2\pi} (1+k) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k^n x}{[x^2 + y^2 + (2nh + z_0)^2]^{3/2}}. \quad (2)$$

В случае, когда точечный источник расположен в верхней среде с удельным электрическим сопротивлением ρ_1 , потенциал и градиент потенциала электрического поля на дневной поверхности, соответственно, выражаются формулами

$$U = \frac{\rho_1 I}{2\pi} \left\{ \frac{1}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{1/2}} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{k^n}{[x^2 + y^2 + (2nh - z_0)^2]^{1/2}} + \frac{k^n}{[x^2 + y^2 + (2nh + z_0)^2]^{1/2}} \right) \right\}; \quad (3)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} = -\frac{\rho_1 I}{2\pi} \left\{ \frac{x}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{3/2}} + \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{k^n x}{[x^2 + y^2 + (2nh - z_0)^2]^{3/2}} + \frac{k^n x}{[x^2 + y^2 + (2nh + z_0)^2]^{3/2}} \right) \right\}. \quad (4)$$

Если источник тока поместить на дневной поверхности ($z_0=0$), то формулы (3) и (4) принимают вид:

$$U = \frac{\rho_1 I}{2\pi} \left\{ \frac{1}{(x^2 + y^2)^{1/2}} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k^n}{[x^2 + y^2 + (2nh)^2]^{1/2}} \right\}; \quad (3')$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} = -\frac{\rho_1 I}{2\pi} \left\{ \frac{x}{(x^2 + y^2)^{3/2}} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{k^n x}{[x^2 + y^2 + (2nh)^2]^{3/2}} \right\}. \quad (4')$$

Для оценки влияния верхнего слоя на электрическое поле выполнены вычисления градиента потенциала при различных соотношениях удельных электрических сопротивлений (ρ_1/ρ_2) и разных значениях h для трех положений источника тока: 1) источник в нижней среде ρ_2 , 2) источник в верхнем слое ρ_1 , и 3) источник на дневной поверхности. Вычисления градиента потенциала произведены при условии, что $\rho_2=1$; $I/2\pi=1$; $z_0=1$; значения координат x , y и мощности h верхнего слоя выражены в относительных единицах $x_0 = \frac{x}{z_0}$; $y_0 = \frac{y}{z_0}$, $h_0 = \frac{h}{z_0}$. При этом вычислялось такое количество членов ряда, чтобы при дальнейшем его увеличении вычисленная сумма ряда изменялась незначительно. Выполнение этого условия контролировалось построением графиков зависимости частичной суммы ряда от количества членов.

Ниже кратко обсуждаются результаты вычислений.

Источник тока в нижней среде. По формуле (2) вычислены значения градиента потенциала при h_0 , равном 0,05; 0,1; 0,2; 0,5 и отношении ρ_1/ρ_2 , равном $\frac{1}{19}$; $\frac{1}{9}$; $\frac{1}{3}$; 1; 3; 9; 19. Взяты значения h_0 и отношения ρ_1/ρ_2 наиболее типичны для природных условий. Мы приводим лишь положительные ветви кривых градиента потенциала (рис. 2), так как при равных по величине, но различных по знаку x_0 абсолютные значения градиента одинаковы. Точки, для которых вычислены значения градиента потенциала, на оси абсцисс отмечены штрихами. Как видно на рис. 2, во всех случаях градиент потенциала в эпицентре точечного источника равняется нулю. На некотором расстоянии от эпицентра градиент потенциала достигает экстремального значения, после чего монотонно убывает. В случае двухслойной среды амплитуды градиента потенциала в соответ-

ственных точках больше или меньше, чем для изотропной среды. При большей электропроводности верхнего слоя абсолютные значения градиента особенно резко изменяются, например, при $h_0=0,5$ и $\rho_1/\rho_2=\frac{1}{19}$

в экстремуме амплитуда градиента потенциала уменьшается в 8 раз. Даже при $h_0=0,05$ градиент потенциала в экстремуме уменьшается примерно в два раза, если ρ_1/ρ_2 равно $\frac{1}{19}$ или $\frac{1}{9}$.

Из выражения (2) очевидно, что при $\rho_1/\rho_2=0$ градиент потенциала равен нулю независимо от h . Верхний слой с пониженной электропроводностью оказывает меньшее влияние на распределение потенциала. Так, для двухслойной среды при $h_0=0,5$ и $\rho_1/\rho_2=19$ значение градиента потенциала в экстремуме ($x_0=x_0^e$) увеличивается лишь в 1,64 раза по сравнению со значением для изотропной среды (рис. 2, 3).

При сходстве общей формы кривые градиента потенциала для двухслойной и изотропной сред не подобны между собой. Это наиболее отчетливо видно на кривых отношения значений градиентов (рис. 3), которые построены для x_0 , равных 3,0; 2,1; 1,0 и x_0^e . При постоянной мощности верхнего слоя отношение градиентов потенциала изменяется неравномерно для различных значений x_0 . Например, при $\rho_1/\rho_2=19$ и $h_0=0,5$ это отношение равняется 1,64 и 1,15, соответственно для $x_0=x_0^e$ и $x_0=3$. Даже при $\rho_1/\rho_2=3$ и $h_0=0,2$ разница между указанными отношениями достигает 0,3. При $\rho_1/\rho_2=\frac{11}{19}$ и $h_0=0,5$ отношение

градиента потенциала для тех же точек соответственно равно 0,11 и 0,23.

Отношения значений градиента потенциала для двухслойной и изотропной сред в зависимости от значений ρ_1/ρ_2 при различных мощностях верхнего слоя изменяются с увеличением x_0

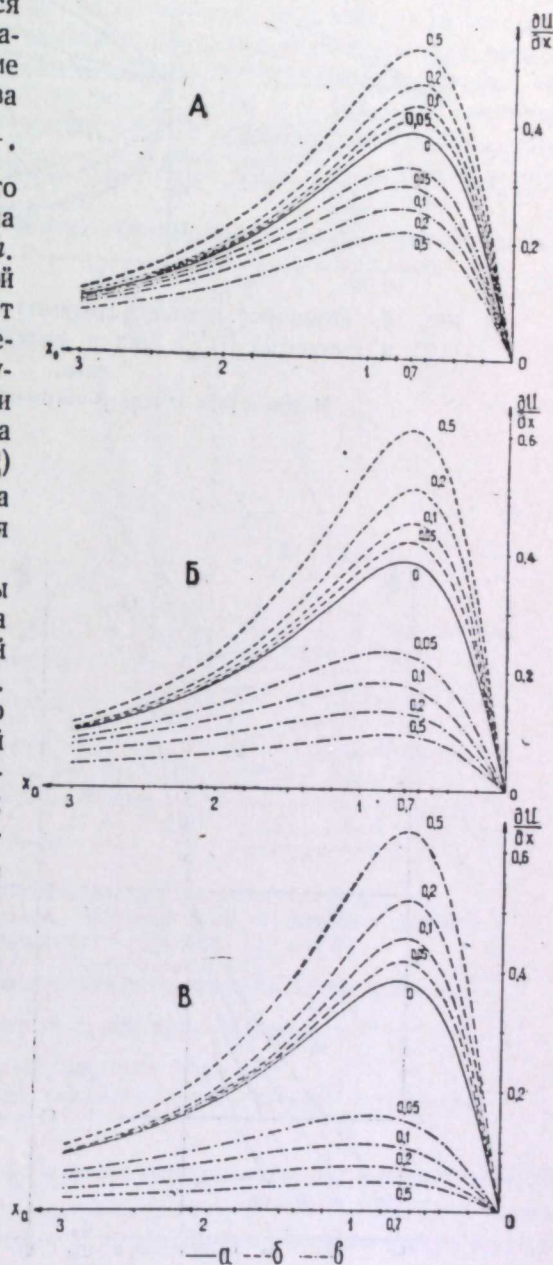


Рис. 2. Графики градиента потенциала при различных отношениях удельных электрических сопротивлений ρ_1/ρ_2 .

А — ρ_1/ρ_2 равно 3 и $\frac{1}{3}$; Б — ρ_1/ρ_2 равно 9 и $\frac{1}{9}$;

В — ρ_1/ρ_2 равно 19 и $\frac{1}{19}$;

кривые градиента потенциала: а — $\rho_1/\rho_2=1$; б — $\rho_1/\rho_2>1$; в — $\rho_1/\rho_2<1$; цифрами на кривых обозначены величины h_0 .

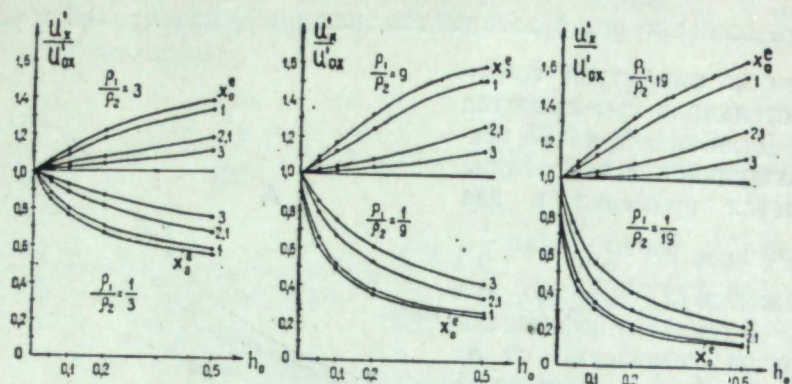


Рис. 3. Отношение амплитуд градиента потенциала для двухслойной (U'_x) и изотропной (U'_{ox}) сред в зависимости от мощности верхнего слоя.

Цифры справа от кривых обозначают координаты x_0 .

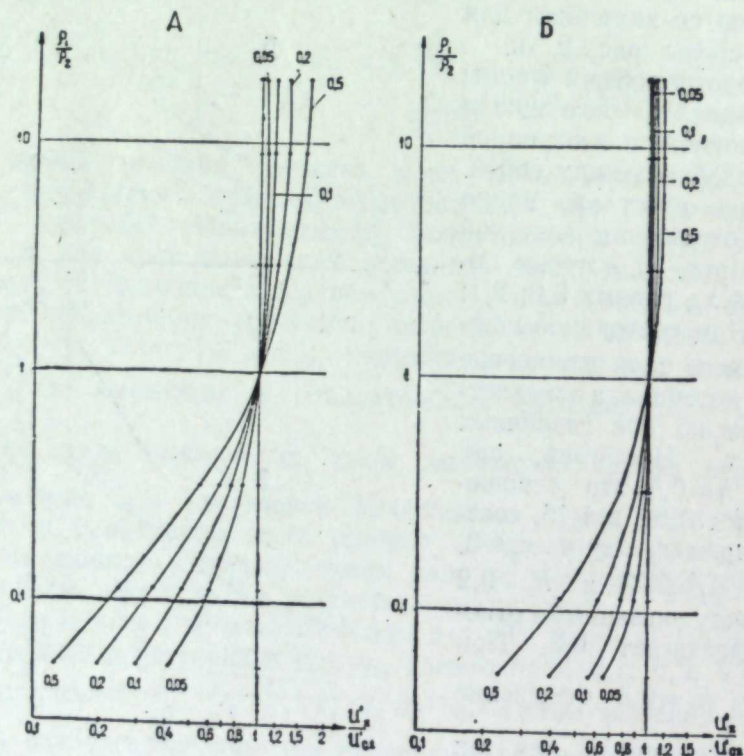


Рис. 4. Отношение амплитуд градиента потенциала для двухслойной (U'_x) и изотропной (U'_{ox}) сред в зависимости от h_0 и ρ_1/ρ_2 . А — при $x_0=0$; Б — при $x_0=3$; цифры на кривых обозначают относительные мощности верхнего слоя h_0 .

неравномерно и наиболее резко при $\rho_1/\rho_2 < 1$ (рис. 4). Например, при $h_0=0,2$ и $\rho_1/\rho_2 = \frac{1}{19}$ градиент потенциала в экстремуме уменьшается в два раза больше, чем в точке с координатой $x_0=3$.

В присутствии верхнего слоя изменяется также положение экстремума градиента потенциала (см. рис. 2). Если верхний слой обладает меньшим удельным электрическим сопротивлением по сравнению с нижней средой, то значение координаты экстремума градиента потенциала больше, чем для изотропной среды. Так, для величин h_0 0,05; 0,1; 0,2 и 0,5 значения относительной координаты экстремума кривой градиента потенциала, соответственно, равняются: 0,84; 0,92; 1,0 и 0,87 (если $\rho_1/\rho_2 = \frac{1}{19}$) и 0,8; 0,85; 0,9 и 0,8 (если $\rho_1/\rho_2 = \frac{1}{9}$). В случае большего удельного электрического

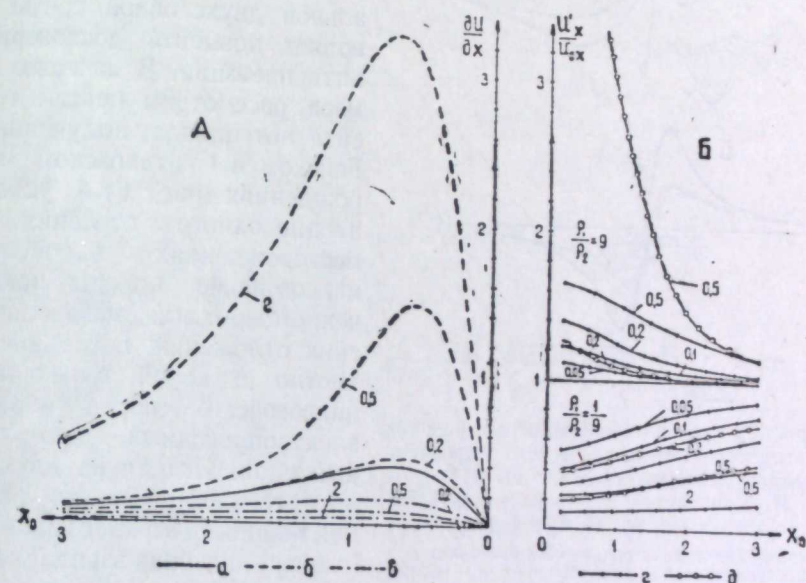


Рис. 5. Поле точечного источника в двухслойной среде. А — кривые градиента потенциала. Источник тока в середине верхнего слоя ($h_0=2$) и на поверхности (h_0 равно 0,2 и 0,5); а — $\rho_1/\rho_2=1$; б — $\rho_1/\rho_2=9$; в — $\rho_1/\rho_2=1/9$; Б — отношение амплитуд градиента потенциала для двухслойной и изотропной сред в зависимости от x_0 при ρ_1/ρ_2 , равном $\frac{1}{9}$ и 9.

Положение источника тока:
г — на глубине; д — на поверхности; цифрами на кривых обозначены величины h_0 .

сопротивления верхнего слоя ($\rho_1/\rho_2=19$) координата x_0^e равняется 0,66; 0,64; 0,66 для h_0 со значениями, соответственно, 0,1; 0,2; 0,5. При уменьшении ρ_1/ρ_2 относительная координата x_0^e постепенно приближается к величине 0,71, характерной для изотропной среды.

Источник тока в верхнем слое. Кривые градиента потенциала вычислены при ρ_1/ρ_2 , равном $\frac{1}{9}$ и 9 для двух положений источника тока: а) в середине верхнего слоя ($h_0=2$) и б) на поверхности на расстоянии $y_0=1$ от профиля при h_0 , равном 0,2 и 0,5. В последнем случае за единицу измерения линейных величин принято расстояние от точечного источника до профиля, для которого выполнены вычисления.

Общий вид кривых градиента потенциала (рис. 5, А) соответствует описанному выше случаю. Следует лишь отметить, что при заряде в среде ρ_1 в области эпицентра источника тока основное влияние на распределение потенциала оказывает среда ρ_1 ; это проявляется в резком отличии абсолютных значений градиента потенциала по сравнению с изотропной средой.

На рис. 5, Б приведены графики отношения градиентов потенциала для двухслойной (U'_x) и изотропной (U'_{0x}) сред при ρ_1/ρ_2 , равном $\frac{1}{9}$ и 9, и для раз-

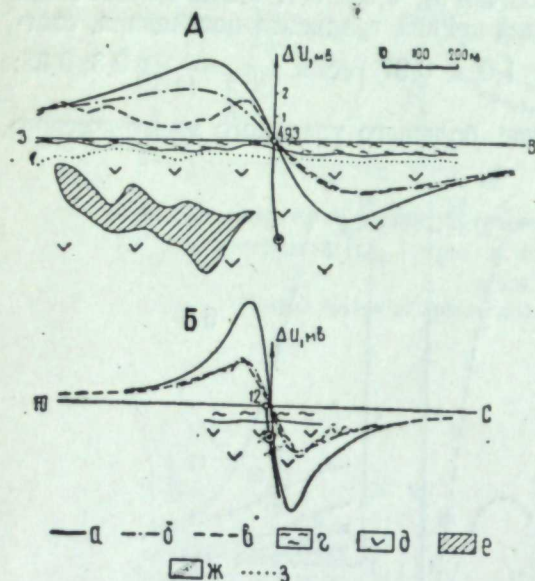


Рис. 6. Графики градиента потенциала в условиях неоднородного геоэлектрического строения. А — на Гайском месторождении (по П. Ф. Родионову, И. И. Кононенко); Б — на Султановском месторождении (по М. Н. Столпнеру). а, б — теоретические кривые градиента потенциала для сред: а — изотропной, б — двухслойной; ΔU — наблюдаемая кривая; z — мезо-кайнозойские отложения; d — палеозойские породы; e — глубинная проводящая зона; ж — вкрапленность сульфидов; z — граница коры выветривания.

личных h_0 . Указанные графики наглядно иллюстрируют степень отличия поля двухслойной среды от поля изотропной среды.

Как показывает наш опыт, сравнение наблюдаемого поля точечного источника с полем идеальной двухслойной среды позволяет повысить достоверность интерпретации. В качестве примера рассмотрим кривые градиента потенциала, полученные на Гайском и Султановском месторождениях (рис. 6) в условиях неоднородного строения. На месторождениях высокоомные палеозойские породы покрыты чехлом рыхлых мезо-кайнозойских отложений; последние совместно с корой выветривания палеозойских пород образуют электропроводный поверхностный слой. Исходя из двухслойного геоэлектрического разреза при мощности верхнего слоя $0,2z_0$ (где z_0 — глубина заряда) на Гайском и $0,5z_0$ на Султановском месторождениях, построены теоретические кривые градиента потенциала для двухслойной сре-

ды при $\rho_1/\rho_2 = \frac{1}{9}$ и для изотропной среды. Кривые градиента потенциала для двухслойной среды построены путем умножения значений U'_x/U'_{0x} , взятых из таблицы, на относительные значения градиента потенциала (U'_{0x}) на дневной поверхности в соответствующих точках изотропной среды:

x/z_0	0,2	0,4	0,6	0,7	0,8	1,0	1,2	1,4
U'_{0x}	0,189	0,320	0,378	0,385	0,381	0,354	0,315	0,275
(продолжение)								
x/z_0	1,8	2,1	2,5	3,0	3,5	4,0	5,0	
U'_{0x}	0,206	0,167	0,128	0,095	0,073	0,057	0,038	

Для удобства сравнения теоретические кривые градиента потенциала построены в таком масштабе, чтобы в удаленных от эпицентра источника точках они совпали с наблюдаемой кривой. Точки для пересчета масштабов кривых выбраны на расстоянии от эпицентра источника, равном $2,5z_0$ для гайского профиля и $4z_0$ для султановского. Точки для приведения масштабов кривых желательно брать возможно дальше от эпицентра заряда и, разумеется, в той части профиля, где геоэлектрический разрез не изменяется. На султановском профиле (рис. 6, Б) построенная для двухслойной среды кривая градиента потенциала практически совпадает, в то время как кривая для изотропной среды сильно отличается от них, особенно в области экстремумов. То же самое отмечается

Значения отношений градиентов потенциала для двухслойной и изотропной сред (U'_x/U'_{0x})

x/z_0	$h/z_0=0,05$			$h/z_0=0,1$			$h/z_0=0,2$			$h/z_0=0,5$		
	1/19*	1/9	1/3	1/19	1/9	1/3	1/19	1/9	1/3	1/19	1/9	1/3
	$\frac{\rho_1}{\rho_2} < 1$											
0,2	0,35	0,54	0,81	0,24	0,41	0,72	0,17	0,30	0,63	0,11	0,23	0,53
0,4	0,36	0,56	0,82	0,25	0,42	0,73	0,17	0,31	0,64	0,12	0,23	0,54
0,6	0,39	0,58	0,84	0,27	0,45	0,75	0,18	0,33	0,66	0,12	0,24	0,55
0,7	0,40	0,60	0,85	0,28	0,46	0,76	0,19	0,34	0,66	0,13	0,24	0,56
0,8	0,42	0,62	0,86	0,29	0,48	0,78	0,20	0,35	0,68	0,13	0,25	0,57
1,0	0,44	0,65	0,88	0,32	0,50	0,80	0,21	0,38	0,70	0,14	0,26	0,58
1,2	0,48	0,68	0,90	0,34	0,54	0,82	0,23	0,40	0,72	0,15	0,27	0,59
1,4	0,51	0,71	0,91	0,37	0,57	0,83	0,25	0,43	0,75	0,16	0,29	0,61
1,8	0,56	0,76	0,93	0,43	0,63	0,88	0,28	0,48	0,79	0,18	0,32	0,65
2,1	0,60	0,80	0,94	0,46	0,67	0,90	0,30	0,52	0,82	0,19	0,34	0,67
2,5	0,64	0,83	0,96	0,51	0,72	0,92	0,34	0,56	0,85	0,21	0,38	0,71
3,0	0,67	0,86	0,97	0,56	0,76	0,94	0,39	0,61	0,87	0,23	0,41	0,74
3,5	0,70	0,88	—	0,60	0,79	—	0,43	0,66	—	0,25	0,43	—
4,0	0,72	0,90	—	0,63	0,83	—	0,46	0,68	—	0,28	0,47	—
5,0	0,75	0,92	—	0,68	0,86	—	0,53	0,74	—	0,31	0,54	—

x/z_0	$h/z_0=0,05$			$h/z_0=0,1$			$h/z_0=0,2$			$h/z_0=0,5$		
	19*	9	3	19	9	3	19	9	3	19	9	3
	$\frac{\rho_1}{\rho_2} > 1$											
0,2	1,12	1,12	1,09	1,25	1,23	1,16	1,45	1,40	1,28	1,73	1,65	1,42
0,4	1,11	1,11	1,08	1,23	1,21	1,15	1,41	1,38	1,26	1,70	1,63	1,40
0,6	1,10	1,10	1,07	1,20	1,19	1,13	1,37	1,34	1,24	1,66	1,60	1,39
0,7	1,09	1,09	1,06	1,18	1,17	1,12	1,36	1,31	1,22	1,64	1,58	1,38
0,8	1,08	1,08	1,06	1,16	1,15	1,11	1,35	1,29	1,20	1,62	1,56	1,36
1,0	1,07	1,06	1,05	1,14	1,13	1,09	1,26	1,25	1,18	1,56	1,51	1,34
1,2	1,06	1,05	1,04	1,12	1,11	1,08	1,22	1,21	1,15	1,51	1,46	1,31
1,4	1,05	1,04	1,03	1,10	1,09	1,07	1,18	1,17	1,13	1,46	1,41	1,28
1,8	1,04	1,03	1,02	1,08	1,06	1,04	1,14	1,12	1,10	1,38	1,33	1,23
2,1	1,03	1,03	1,02	1,06	1,04	1,03	1,10	1,09	1,07	1,29	1,26	1,19
2,5	1,02	1,02	1,02	1,04	1,03	1,03	1,08	1,07	1,06	1,21	1,20	1,16
3,0	1,02	1,02	1,01	1,03	1,02	1,02	1,06	1,05	1,04	1,15	1,14	1,11

* — значения ρ_1/ρ_2 .

и на восточной половине гайского профиля. Из приведенных примеров видно, что при интерпретации могут быть допущены ошибки, если аномалии проводимости выделять путем сравнения наблюдаемых кривых с кривыми, построенными для изотропной среды. Как видно на рис. 6, А, в западной половине гайского профиля наблюдаемая кривая градиента потенциала отличается от кривых как для изотропной, так и для двухслойной сред. Наблюдаемая кривая в этой части профиля характерна для незаряженного проводника, расположенного в поле точечного источника. Нам представляется, что природа наблюдаемой аномалии проводимости может быть объяснена неоднородным строением (изменением электропроводности и мощности) поверхностного слоя и влиянием глубинной проводящей зоны.

ВЫВОДЫ

Расчетами установлено, что поля точечного источника, помещенного в двухслойной и изотропной среде, существенно различаются:

- 1) при сходстве общей формы кривые градиента потенциала не подобны;
- 2) в случае двухслойной среды абсолютное значение градиента потенциала в соответственных точках больше (при $\rho_1/\rho_2 > 1$) или меньше (при $\rho_1/\rho_2 < 1$), чем для изотропной среды, причем изменение амплитуды зависит как от мощности верхнего слоя, так и от отношения удельных электрических сопротивлений верхнего и нижнего слоев;

- 3) наблюдается смещение точек с экстремальными значениями градиента потенциала относительно эпицентра источника, особенно в случае, когда нижняя среда, в которой располагается источник тока, перекрывается проводящим слоем.

Если интерпретацию данных метода заряда проводить путем сравнения значений градиента потенциала, измеренного в природных условиях и вычисленного для изотропной среды, всегда будут выделяться аномалии проводимости, поскольку вмещающая среда на Урале в первом приближении двухслойна. Например, при $\rho_1/\rho_2 = 1/9$ и $h_0 = 0,5$ интенсивность аномалии может иметь величину до 77%. Это подтверждается и приведенными выше полевыми примерами.

Очевидно, что полевые наблюдения будут проинтерпретированы с большим приближением, если для сравнения использовать вычисленные поля для двухслойной среды. Значения h_0 и отношение ρ_1/ρ_2 двухслойного разреза, необходимые при интерпретации, определяются на основании данных вертикального электротондирования, электропрофилирования и обработки каротажных диаграмм. При построении кривых градиента потенциала для двухслойной среды с определенными параметрами рекомендуется пользоваться приведенными таблицами.

Автор выражает благодарность сотрудникам Института геофизики УФАН СССР С. А. Шулятьеву, П. Ф. Родионову, А. В. Цирульскому за советы и помощь, оказанные ими при выполнении работы и составлении статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Р. Бурсиан. Теория электромагнитных полей, применяемых в электроразведке. Ч. I. Постоянные поля. Л.—М., ГТТИ, 1933.
2. П. Ф. Родионов. Электроразведка колчеданных месторождений Урала методом заряда. Труды Ин-та геофизики УФАН СССР, вып. 1, Свердловск, 1959.

А. Ф. КОРУНОВА

ПОЛЕ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА ТОКА В ТРЕХСЛОЙНОЙ СРЕДЕ

В работе рассчитывается поле точечного источника тока, погруженного на глубину в трехслойную среду. Полученные формулы позволяют вычислить электрический потенциал для определенного соотношения удельных электрических сопротивлений слоев и их мощностей. В соответствии с полученными формулами построены и описаны графики потенциала, которые могут быть использованы при интерпретации скважинных электрических наблюдений.

Постановка задачи. Все верхнее полупространство заполнено изолятором (воздух), а нижнее состоит из трех слоев с различным удельным электрическим сопротивлением в каждом и с плоско-параллельными границами раздела. Необходимо рассчитать потенциал и градиент потенциала в трех случаях, то есть при нахождении источника тока в первом слое, во втором, в третьем. Вводим следующие обозначения: удельные электрические сопротивления слоев равны, соответственно, ρ_1, ρ_2, ρ_3 мощности слоев по вертикали d_1, d_2 и d_3 , равное бесконечности.

Первый случай (рис. 1). Начало координат совместим с источником тока Q_0 . Ось Z направим вертикально вниз. Через d, h_1 и h_2 обозначены глубины поверхностей раздела, причем $h_2 = d_1 + d_2 - d$; $h_1 = d_1 - d$.

Расчет подобной задачи, при условии нахождения источника тока на дневной поверхности, приводится многими авторами, в том числе В. Р. Бурсианом¹.

Решаем задачу обычным способом, то есть ищем такое решение, которое удовлетворяло бы уравнению Лапласа во всем нижнем полупространстве, обращалось бы около начала координат в бесконечность как $\frac{1}{R}$, а в бесконечности в нуль, как $\frac{1}{R}$, и, кроме того, удовлетворяло следующим граничным условиям:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial z} = 0 \text{ при } z = -d; \quad \lim_{z \rightarrow 0} (U)_{z=h_s-s} = \lim_{z \rightarrow 0} (U)_{z=h_s+s}; \\ \lim_{z \rightarrow 0} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial U}{\partial z} \right)_{z=h_s-s} = \lim_{z \rightarrow 0} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial U}{\partial z} \right)_{z=h_s+s}, \quad s=1,2 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

¹ В. Р. Бурсиан. Теория электромагнитных полей, применяемых в электроразведке. М.—Л., ГТТИ, 1933.

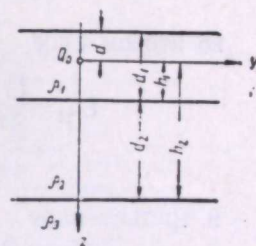


Рис. 1. Схема расположения координат: источник тока в первом слое.

Уравнение Лапласа в цилиндрических координатах (r, z) имеет вид

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0.$$

Решаем его методом разделения переменных

$$U = f(r)g(z).$$

Общее решение получаем для функции $g(z)$ в виде

$$g(z) = \alpha \exp(\lambda z) + \beta \exp(-\lambda z), \quad (2)$$

а для функции $f(r)$

$$f(r) = jJ_0(\lambda, r) + \delta Y_0(\lambda, r), \quad (3)$$

где $J_0(\lambda, r)$ — функция Бесселя первого рода; $Y_0(\lambda, r)$ — функция Бесселя второго рода.

Функция $Y_0(\lambda, r)$ при $r=0$ имеет логарифмическую особенность, поэтому второй член в формуле (3) мы отбрасываем.

Общее решение нашей задачи будем искать в виде

$$U = \int_0^\infty J_0(\lambda, r) [\alpha(\lambda) \exp(\lambda z) + \beta(\lambda) \exp(-\lambda z)] d\lambda,$$

тогда выражения потенциала в каждом из трех слоев будут следующими:

в первом слое

$$U_{11} = \frac{I \rho_1}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda, r) [\exp(-\lambda |z|) + \alpha_{11} \exp(\lambda z) + \beta_{11} \exp(-\lambda z)] d\lambda$$

$$(-d \leq z \leq h_1);$$

во втором слое

$$U_{21} = \frac{I \rho_1}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda, r) [\alpha_{21} \exp(\lambda z) + \beta_{21} \exp(-\lambda z)] d\lambda$$

$$(h_1 \leq z \leq h_2);$$

в третьем слое

$$U_{31} = \frac{I \rho_1}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda, r) \beta_{31} \exp(-\lambda z) d\lambda$$

$$(h_2 \leq z < \infty).$$

Неизвестные коэффициенты α и β определяются из граничных условий (1):

$$\alpha_{11} = \frac{1}{D} [1 + \exp(-2\lambda d)] \{k_{12} \exp[-2\lambda(d_1 - d)] + k_{23} \exp[-2\lambda(d_1 + d_2 - d)] +$$

$$+ d_2 - d)\};$$

$$\beta_{11} = \frac{1}{D} \{\exp(-2\lambda d) + k_{12} \exp(-2\lambda d_1) + k_{23} \exp[-2\lambda(d_1 + d_2)] +$$

$$+ k_{12} k_{23} \exp[-2\lambda(d_2 + d)]\};$$

$$\alpha_{21} = \frac{1}{D} k_{23} (1 + k_{12}) [1 + \exp(-2\lambda d)] \exp[-2\lambda(d_1 + d_2 - d)];$$

$$\beta_{21} = \frac{1}{D} (1 + k_{12}) [1 + \exp(-2\lambda d)];$$

$$\beta_{31} = \frac{1}{D} (1 + k_{12})(1 + k_{23}) [1 + \exp(-2\lambda d)],$$

где

$$k_{12} = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1};$$

$$k_{23} = \frac{\rho_3 - \rho_2}{\rho_3 + \rho_2};$$

$$D = 1 + k_{12} k_{23} \exp(-2\lambda d_2) - k_{12} \exp(-2\lambda d_1) - k_{23} \exp[-2\lambda(d_1 + d_2)].$$

Второй случай (рис. 2). Точечный источник тока находится во втором слое. Значения потенциала в каждом из трех слоев равны:

$$U_{12} = \frac{I \rho_2}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda, r) [\alpha_{12} \exp(\lambda z) + \beta_{12} \exp(-\lambda z)] d\lambda$$

$$(-d \leq z \leq -h_1);$$

$$U_{22} = \frac{I \rho_2}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda, r) [\exp(-\lambda |z|) + \alpha_{22} \exp(\lambda z) + \beta_{22} \exp(-\lambda z)] d\lambda$$

$$(-h_1 \leq z \leq h_2);$$

$$U_{32} = \frac{I \rho_2}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda, r) \beta_{32} \exp(-\lambda z) d\lambda$$

$$(h_2 \leq z < \infty).$$

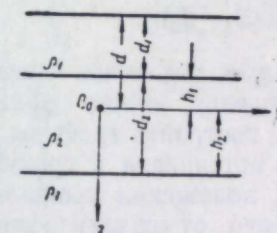


Рис. 2. Схема расположения координат: источник тока во втором слое.

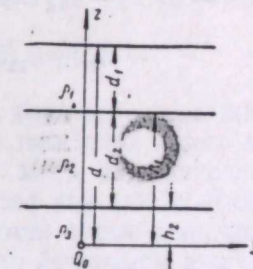


Рис. 3. Схема расположения координат: источник тока в третьем слое.

Значения коэффициентов α и β :

$$\alpha_{12} = \frac{1}{D} (1 - k_{12}) \{1 + k_{23} \exp[-2\lambda(d_1 + d_2 - d)]\};$$

$$\beta_{12} = \frac{1}{D} (1 - k_{12}) \{1 + k_{23} \exp[-2\lambda(d_1 + d_2 - d)]\} \exp(-2\lambda d);$$

$$\alpha_{22} = \frac{1}{D} k_{23} \exp[-2\lambda(d_1 + d_2 - d)] \{1 + \exp(-2\lambda d) - k_{12} [\exp(-2\lambda(d - d_1)) + \exp(-2\lambda d_1)]\};$$

$$\beta_{22} = \frac{1}{D} \{\exp(-2\lambda d) + k_{23} \exp[-2\lambda(d_1 + d_2)] - k_{12} \exp[-2\lambda(d - d_1)] -$$

$$- k_{12} k_{23} \exp(-2\lambda d_2)\};$$

$$\beta_{32} = \frac{1}{D} (1 + k_{23}) \{1 + \exp(-2\lambda d) - k_{12} [\exp(-2\lambda(d - d_1)) + \exp(-2\lambda d_1)]\}.$$

Третий случай. Источник тока находится в третьей среде (рис. 3). Значения потенциалов:

$$U_{13} = \frac{I \rho_3}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda, r) [\alpha_{13} \exp(\lambda z) + \beta_{13} \exp(-\lambda z)] d\lambda \quad (h_1 \leq z \leq d);$$

$$U_{23} = \frac{I \rho_3}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda, r) [\alpha_{23} \exp(\lambda z) + \beta_{23} \exp(-\lambda z)] d\lambda \quad (h_2 \leq z \leq h_1);$$

$$U_{33} = \frac{I \rho_3}{4\pi} \int_0^\infty J_0(\lambda, r) [\exp(-\lambda |z|) + \alpha_{33} \exp(\lambda z)] d\lambda \quad (-\infty < z \leq h_2).$$

Значения коэффициентов α и β :

$$\alpha_{13} = \frac{1}{D} (1 - k_{12})(1 - k_{23}) \exp(-2\lambda d);$$

$$\beta_{13} = \frac{1}{D} (1 - k_{12})(1 - k_{23});$$

$$\alpha_{23} = \frac{1}{D} (1 - k_{23}) (\exp(-2\lambda d) - k_{12} \exp[-2\lambda(d - d_1)]);$$

$$\beta_{23} = \frac{1}{D} (1 - k_{23}) [1 - k_{12} \exp(-2\lambda d_1)];$$

$$\alpha_{33} = \frac{1}{D} (\exp(-2\lambda d) - k_{12} \exp[-2\lambda(d - d_1)] - k_{23} \exp[-2\lambda(d - d_1 - d_2)] + k_{12} k_{23} \exp[-2\lambda(d - d_2)]).$$

Подставляя в приведенные выше формулы различные значения параметров d, ρ , а также координат точек наблюдения, можно сделать численный расчет потенциалов и их градиентов, построить графики и на основании их судить о том, как распределение потенциала и градиента зависит от глубины погружения источника тока, положения профиля наблюдений, соотношения мощностей слоев и, наконец, от их электропроводности.

На рис. 4 приведены графики кривых потенциала для случая, когда три параллельных слоя имеют следующие относительные удельные электрические сопротивления: $\rho_1 = 39$; $\rho_2 = 1$; $\rho_3 = 9$; в соответствии с этим $k_{12} = -0,95$; $k_{23} = 0,8$. Мощности слоев по вертикали равняются: $d_1 = 1$; $d_2 = 0,2$; $d_3 = \infty$. Источник тока помещался последовательно на глубину d , равную 0; 0,8; 1,1; 1,6; 2,5. Для каждого положения источника тока рассчитаны значения потенциала по направлению оси Z при двух значениях r^1 . На практике необходимость в подобных расчетах может возникнуть при интерпретации электрических наблюдений по скважинам.

Для удобства графического изображения потенциала введена новая переменная $h = z + d$ для всех положений источника тока.

При расположении источника тока на поверхности земли максимум потенциала, как и следовало ожидать, находится на одной горизонтали с источником тока. Кривые потенциала для $r=1$ и $r=2$ принципиально друг от друга не отличаются. В первой среде, являющейся плохим проводником, потенциал резко падает с увеличением расстояния от источника; далее, кривая потенциала испытывает излом на границе двух сред.

¹ Значения всех линейных величин взяты в отношении к d_1 — толщине первого слоя.

Во второй среде (безграничный плоский проводник) градиент потенциала незначителен, а в третьей среде он снова возрастает в связи с ростом ρ . Для второго положения источника тока ($d=0,8$) кривая потенциала при $r=0,5$ в значительной мере сходна с кривой $d=0, r=1$. Однако максимум ее находится не на одной горизонтали с источником тока, а смещен на 0,5 по оси h в сторону от проводящего пласта. Это смещение в данном случае обусловлено влиянием границы раздела первой и второй сред, а не поверхности раздела земля — воздух (как можно было

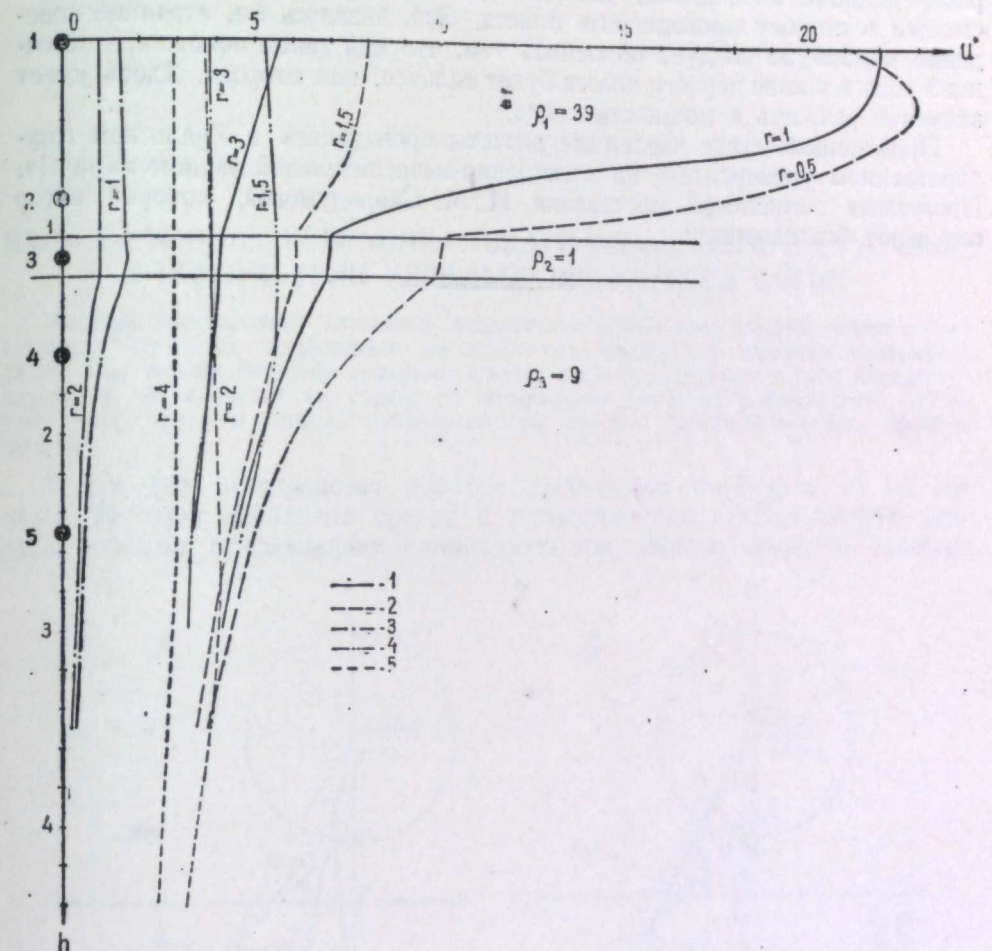


Рис. 4. Кривые потенциала по вертикальным профилям для разных положений источника тока.

1 — $d=0$; 2 — $d=0,8$; 3 — $d=1,1$; 4 — $d=1,6$; 5 — $d=2,5$. Значения $\frac{r}{d}$ указаны на кривых;

$$U^* = U \cdot \frac{d_1}{q^*}, \quad q^* = \frac{J_{F2}}{4\pi}.$$

предположить), так как влияние последней становится заметным лишь при $r \gg d$. При $r=1,5$ максимум потенциала смещен по оси h от источника тока уже на 0,8 и находится на поверхности земли, что объясняется суммарным влиянием границы раздела первой и второй сред и поверхности раздела земля — воздух.

Если источник тока поместить в середину проводящего пласта (положение 3, рис. 4), то наблюдается резкое уменьшение потенциала по абсолютной величине. Кривые потенциала имеют едва заметный максимум на

одной горизонтали с источником тока, и величина потенциала почти не уменьшается в первой среде ($\rho_1=39$). Медленное изменение потенциала при таком расположении источника тока важно иметь в виду при корреляции проводящих подсечений скважинами, ибо иногда его ошибочно считают результатом влияния разрывов проводящего пласта.

Когда источник тока помещен в третью среду, то для $d=2,5$ максимум потенциала находится на одной горизонтали с источником тока, так как на такой глубине и первый, и второй пласты очень слабо влияют на распределение потенциала. Для $d=1,6$ максимум потенциала несколько смещен в сторону проводящего пласта. Это, казалось бы, странное поведение максимума следует объяснить тем, что при таком положении источника тока влияние первого пласта будет сильнее, чем второго. Здесь имеет значение разность в мощности слоев.

Приведенные выше численные расчеты проводились в Уральском государственном университете на электронно-вычислительной машине «Урал-1». Программа вычислений составлена И. М. Скородумовой, которой автор выражает благодарность.

А. Ф. КОРУНОВА

ПОЛЕ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА ТОКА, ПОМЕЩЕННОГО НА ГЛУБИНЕ В ПРИСУТСТВИИ ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕЙ СФЕРЫ

Методом электрических отражений найдены три первые приближения задачи о поле точечного источника, погруженного на глубину в присутствии идеально проводящей сферы. Выведенные формулы позволяют сделать расчеты потенциала в ряде конкретных случаев и на основании их судить об оптимальном взаимном расположении источника тока, сферы и профиля наблюдений при поисках глубокозалегающих проводящих тел.

Пусть все пространство делится плоскостью $x=0$ (рис. 1) на две части. Верхняя заполнена средой с проводимостью $\sigma=0$ (например, воздух); нижняя представляет однородную изотропную среду с проводимостью σ_1 .

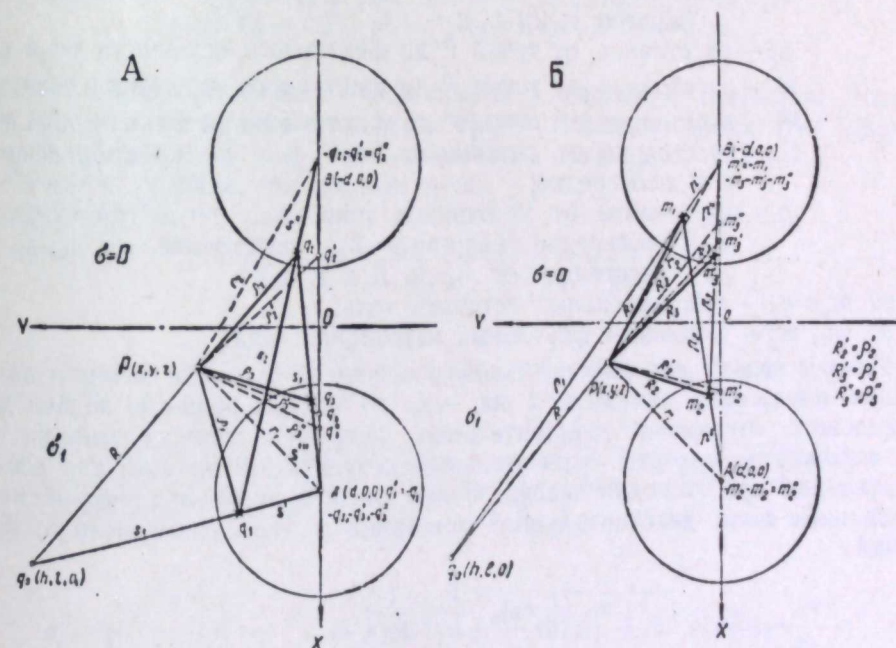


Рис. 1. Расположение фиктивных источников в двух идеально проводящих сферах в поле точечного источника тока q_0 .

А — фиктивные источники, характеризующие возмущение поля точечного источника q_0 сферой А с последующим учетом ее взаимодействия со сферой В; В — фиктивные источники, характеризующие возмущение поля точечного источника q_0 сферой В с последующим учетом ее взаимодействия со сферой А.

мостью σ_1 , в которую включена проводящая сферическая неоднородность радиуса a с проводимостью $\sigma_2 \gg \sigma_1$. Будем считать, что $\sigma_2 = \infty$. Расстояние от центра сферы до плоскости $x=0$ равно d .

Поместим точечный источник постоянного тока силы q_0 в среду σ_1 на глубину h . Необходимо вычислить потенциал U поля, создаваемого этим источником, с учетом влияния сферы и поверхности раздела земля — воздух.

Частные случаи этой задачи были рассчитаны. Н. В. Липская [2] дает решение для положения источника тока на поверхности раздела земля — воздух. А. К. Козырин [3] рассматривает случай с источником, помещенным на глубину, но ограничивается лишь первым приближением, то есть пренебрегает взаимодействием сфер — действительной и отраженной.

Решаем задачу известным методом электрических отражений. Учет границы земля — воздух производится обычным способом [1]. Заменим верхнее полупространство точным отражением нижнего относительно поверхности земли $x=0$. Получим однородную изотропную среду σ_1 с двумя включенными в нее источниками тока и двумя сферами, симметричными по отношению к поверхности земли. Начало координат выберем в точке пересечения оси, соединяющей центры обеих сфер с перпендикулярной ей прямой (ось Y), лежащей на поверхности земли. Введем обозначения:

$h, l, 0$ — координаты источника тока q_0 ;

$P(x, y, z)$ — точка наблюдения;

$A(d, 0, 0)$ — центр действительной сферы;

$B(-d, 0, 0)$ — центр отраженной сферы;

r_1 — расстояние от точки наблюдения до центра сферы A ;

r_2 — расстояние от точки наблюдения до центра сферы B ;

R — расстояние от источника тока до точки наблюдения P ;

ρ_i — расстояние от точки P до фиктивного источника тока q_i (i равно 1; 2; 3...);

ρ_i^* — расстояние от точки P до фиктивного источника тока q_i^* ;

R_i — расстояние от точки P до фиктивного источника тока m_i ;

R_i^* — расстояние от точки P до фиктивного источника тока m_i^* ;

S_i — расстояние от источников тока q_{i-1} до центров сфер A и B поочередно;

ρ_i — расстояние от источников тока m_{i-1} до центров сфер B и A поочередно (например: ρ_1 — расстояние от m_0 до B ;

ρ_2 — расстояние от m_1 до A и т. д.);

здесь $m_0 = q_0$ — действительный источник тока;

q_i, q_i^*, m_i, m_i^* — мощности фиктивных источников тока.

Решаем задачу для действительного источника q_0 ; если затем в полученном выражении заменить x на $-x$, то найдем решение задачи для зеркального отражения действительного источника тока. Суммируя эти два выражения, находим окончательный результат. Вычислим три последовательные приближения задачи. Будем считать нулевым приближением нормальные поля действительного источника и его зеркального отображения

$$U_0 = q_0 \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{R^*} \right),$$

где

$$R = \sqrt{(h-x)^2 + (l-y)^2 + z^2}.$$

Первое приближение (поправка к нулевому). Вычислим возмущение, вносимое сферами A и B в поле точечного источника q_0 и его

зеркального отражения. Взаимодействия сфер пока не учитываем. Считаем потенциал сфер равным нулю.

$$U_1^* = q_1 \left(\frac{1}{\rho_1} + \frac{1}{\rho_1^*} \right) + m_1 \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_1^*} \right),$$

где

$$q_1 = -\frac{a}{s_1} q_0; \quad m_1 = -\frac{a}{\rho_1} q_0;$$

$$\rho_1 = \sqrt{\left[x - d + \frac{a^2(d-h)}{s_1^2} \right]^2 + \left(y - \frac{a^2 l}{s_1^2} \right)^2 + z^2};$$

$$R_1 = \sqrt{\left[x + d - \frac{a^2(d+h)}{\rho_1^2} \right]^2 + \left(y - \frac{a^2 l}{\rho_1^2} \right)^2 + z^2};$$

$$s_1 = \sqrt{(d-h)^2 + l^2}; \quad \rho_1 = \sqrt{(d+h)^2 + l^2}.$$

Определим возмущение, вносимое теми же сферами, при условии, что их заряд равен нулю (следствие того, что $\sigma_{\text{сферы}} = \infty$):

$$U_1 = q_1 \left(\frac{1}{\rho_1} - \frac{1}{r_1} + \frac{1}{\rho_1^*} - \frac{1}{r_2} \right) + m_1 \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{r_2} + \frac{1}{R_1^*} - \frac{1}{r_1} \right),$$

где

$$r_1 = \sqrt{(x-d)^2 + y^2 + z^2}; \quad r_2 = \sqrt{(x+d)^2 + y^2 + z^2}.$$

Второе приближение (поправка к первому). Вычислим потенциал поля возмущения, вносимого сферой B в поле сферы A и сферой A в поле сферы B для обоих источников тока q_0 .

Сферы с потенциалом, равным нулю.

$$U_2^* = q_2 \left(\frac{1}{\rho_2} + \frac{1}{\rho_2^*} \right) + m_2 \left(\frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_2^*} \right),$$

где

$$q_2 = \frac{a^2}{s_1 s_2} q_0; \quad m_2 = \frac{a^2}{\rho_1 \rho_2} q_0;$$

$$s_2 = \sqrt{\left[2d - \frac{a^2(d-h)}{s_1^2} \right]^2 + \frac{a^4 l^2}{s_1^4}}; \quad \rho_2 = \sqrt{\left[2d - \frac{a^2(d+h)}{\rho_1^2} \right]^2 + \frac{a^4 l^2}{\rho_1^4}};$$

$$\rho_2 = \sqrt{\left(x + d - \frac{a^2}{s_2} \cos \beta \right)^2 + \left(y - \frac{a^2}{s_2} \sin \beta \right)^2 + z^2} \quad \sin \beta = \frac{a^2 l}{s_1^2 s_2};$$

$$R_2 = \sqrt{\left(x - d + \frac{a^2}{\rho_2} \cos \beta' \right)^2 + \left(y - \frac{a^2}{\rho_2} \sin \beta' \right)^2 + z^2} \quad \sin \beta' = \frac{a^2 l}{\rho_1^2 \rho_2}.$$

Сферы с зарядом, равным нулю.

$$U_2 = q_2 \left(\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{r_2} + \frac{1}{\rho_2^+} - \frac{1}{r_1} \right) + m_2 \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{r_1} + \frac{1}{R_2^+} - \frac{1}{r_2} \right) + (q_2' + m_2') \left(\frac{1}{\rho_2'} - \frac{1}{r_2} + \frac{1}{R_2'} - \frac{1}{r_1} \right),$$

где

$$q_2' = -\frac{a^2}{2ds_1} q_0; \quad m_2' = -\frac{a^2}{2dp_1} q_0;$$

$$\rho_2' = \sqrt{\left(x + d - \frac{a^2}{2d}\right)^2 + y^2 + z^2};$$

$$R_2' = \sqrt{\left(x - d + \frac{a^2}{2d}\right)^2 + y^2 + z^2}.$$

Третье приближение (поправка ко второму). Найдем возмущение U_3 , вызванное в сферах полем U_2 . Сферы с потенциалом, равным нулю.

$$U_3 = q_3 \left(\frac{1}{\rho_3} + \frac{1}{\rho_3^+} \right) + m_3 \left(\frac{1}{R_3} + \frac{1}{R_3^+} \right),$$

где

$$q_3 = -\frac{a^3}{s_1 s_2 s_3} q_0;$$

$$m_3 = -\frac{a^3}{\rho_1 \rho_2 \rho_3} q_0;$$

$$s_3 = \sqrt{\left\{ 2d - \frac{a^2}{s_2^2} \left[2d - \frac{a^2}{s_1^2} (d-h) \right] \right\}^2 + \frac{a^4 l^2}{s_1^4 s_2^4}};$$

$$\rho_3 = \sqrt{\left\{ 2d - \frac{a^2}{\rho_2^2} \left[2d - \frac{a^2}{\rho_1^2} (d+h) \right] \right\}^2 + \frac{a^4 l^2}{\rho_1^4 \rho_2^4}};$$

$$\rho_3 = \sqrt{\left(x - d + \frac{a^2}{s_3} \cos \gamma\right)^2 + \left(y - \frac{a^2}{s_3} \sin \gamma\right)^2 + z^2} \quad \sin \gamma = \frac{a^4 l}{s_1^2 s_2^2 s_3};$$

$$R_3 = \sqrt{\left(x + d - \frac{a^2}{\rho_3} \cos \gamma'\right)^2 + \left(y - \frac{a^2}{\rho_3} \sin \gamma'\right)^2 + z^2} \quad \sin \gamma' = \frac{a^4 l}{\rho_1^2 \rho_2^2 \rho_3}.$$

Сферы с зарядом, равным нулю.

$$U_3 = q_3 \left(\frac{1}{\rho_3} + \frac{1}{\rho_3^+} - \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + m_3 \left(\frac{1}{R_3} + \frac{1}{R_3^+} - \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) +$$

$$+ (q_3' + m_3') \left(\frac{1}{\rho_3'} + \frac{1}{R_3'} - \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) + (q_3'' + m_3'') \left(\frac{1}{\rho_3''} + \frac{1}{R_3''} - \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right),$$

где

$$q_3' = \frac{a^3}{(4d^2 - a^2) s_1} q_0; \quad m_3' = \frac{a^3}{(4d^2 - a^2) \rho_1} q_0;$$

$$q_3'' = -\frac{a^3}{2ds_1} \left(\frac{1}{s_2} + \frac{1}{2d} \right); \quad m_3'' = -\frac{a^3}{2d\rho_1} \left(\frac{1}{\rho_2} + \frac{1}{2d} \right);$$

$$\rho_3' = \sqrt{\left(x - d + \frac{2a^2 d}{4d^2 - a^2}\right)^2 + y^2 + z^2};$$

$$\rho_3'' = \sqrt{\left(x - d + \frac{a^2}{2d}\right)^2 + y^2 + z^2};$$

$$R_3' = \sqrt{\left(x + d - \frac{2a^2 d}{4d^2 - a^2}\right)^2 + y^2 + z^2};$$

$$R_3'' = \sqrt{\left(x + d - \frac{a^2}{2d}\right)^2 + y^2 + z^2}.$$

Задавая и варьируя такие параметры, как глубина погружения сферы d , глубина погружения источника тока h , расстояние по горизонтали от источника тока до эпицентра сферы l , положение профиля наблюдений (y, z) , мы можем сделать численные расчеты потенциала, построить его графики и определить наиболее выгодное соотношение положения сферы, источника тока и профиля наблюдений; то есть такого соотношения, при котором кривые потенциала, построенные с учетом влияния сферы, будут наиболее сильно отличаться от соответствующих кривых нормального поля. Одновременно с этим мы выясним, каким приближением допустимо пользоваться в том или ином случае.

В соответствии с намеченной целью, параметрам d, h, l придавались следующие значения¹: d равны 5; 2; 1,5; h равны 8; 5; 2; 0; l равны 1,5; 2; 3; 5.

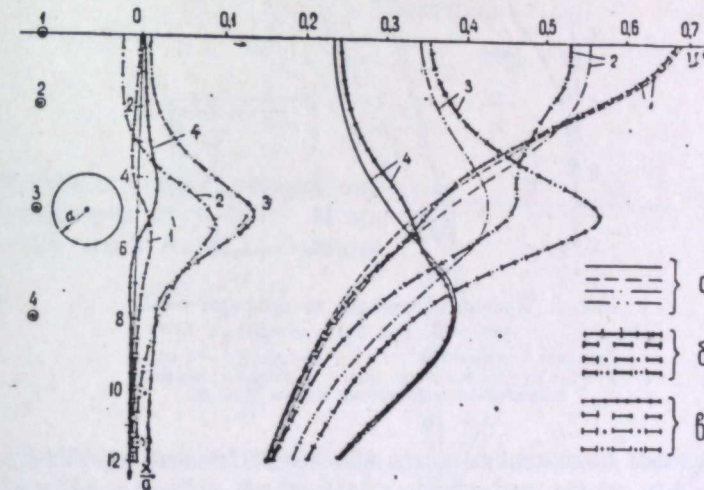


Рис. 2. Кривые потенциала по профилю $z=0; y=-1,5$, при $d=5; l=1,5$.

Положения источника тока: 1 — $d=0$; 2 — $d=2$; 3 — $d=5$; 4 — $d=8$; поля: а — нормальное; б — суммарное; в — аномальное.

Расчеты проводились по горизонтальному профилю $z=0; x=0$ в точках с координатой y , равной 0; $\pm 0,5$; ± 1 ; $\pm 1,5$; ± 2 ; ± 3 ; ± 5 ; ± 7 ; ± 10 ; по вертикальным профилям $z=0; y$ равно 0; -1 ; $-1,5$; -2 ; для x со значениями 0; 1; 2; 3; 3,5; 4; 4,5; 5; 5,5; 6; 6,5; 7,5; 9; 12. Кроме того, рассмотрены случаи, когда профиль наблюдения не лежит в одной

¹ Значения всех линейных величин взяты в отношении к a — радиусу сферы.

плоскости с источником тока и центром сферы: z равно 1 или 2; значения x те же. Ниже приводятся выводы, сделанные на основе анализа указанных расчетов, и несколько графиков потенциала для иллюстрации.

1. При значениях $d \geq 1,5$, $|y| \geq 2$, $l \geq 2$ (величина h может быть любой) для расчета потенциала можно ограничиться первым приближением, так как второе приближение дает поправку к первому, не превышающую 5%.

Если мы будем рассчитывать потенциал по горизонтальному профилю, то уже при $d=2$ для $h=2$, $l=1,5$ второе приближение дает поправку к первому, равную 6%.

2. Чтобы выяснить, при каком взаимном расположении источника тока и сферы кривая нормального поля подвергается большим изменениям, были построены графики потенциала для $d=5$; $l=1,5$ по профилю $y=-1,5$; $z=0$ в точках с координатой x , равной 0; 1; 2; 3; 3,5; 4; 4,5; 5; 5,5; 6; 6,5; 7,5; 9; 12, при четырех положениях источника тока: d равно 0; 2; 5; 8 (на графиках эти положения источника тока и соответствующие им кривые обозначены цифрами 1—4). Кривые нормальных полей U_0^* , аномальных полей ΔU^* и суммарных полей U^* , соответ-

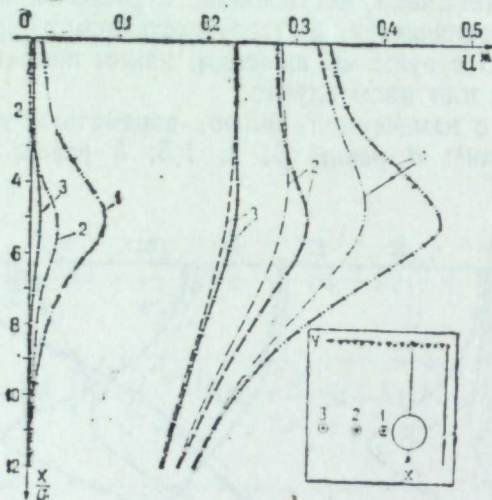


Рис. 3. Кривые потенциала по профилю $z=0$; $y=-2$, при $h=5$, $d=5$.
Значения параметра l : 1— $l=1,5$, 2— $l=3$, 3— $l=5$; нормальное поле, а также суммарное и аномальное обозначены как на рис. 2.

ствующие разным положениям источника тока относительно сферы (рис. 2), показывают, что самая интенсивная аномалия потенциала наблюдается при расположении источника тока на одной горизонтали с центром сферы (положение 3, рис. 2). Это же видно и при сравнении отношений максимального значения аномального поля к максимальному значению нормального поля для четырех кривых:

h	$\frac{\max \Delta U^*(x)}{\max U_0^*(x)}$
0	3,0%
2	16,4
5	33,0
8	6,0

Этот вывод справедлив для любых d .

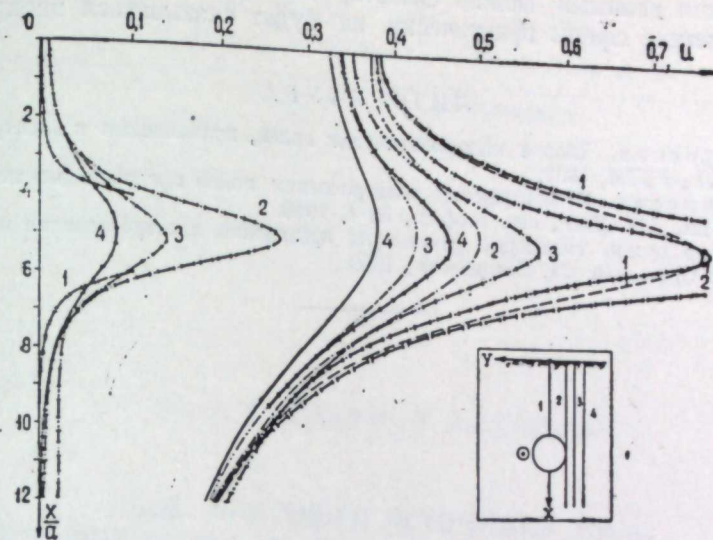


Рис. 4. Кривые потенциала по профилям.
1— $z=0$, $y=0$; 2— $z=0$, $y=-1$; 3— $z=0$, $y=-1,5$; 4— $z=0$, $y=-2$; при $l=1,5$, $h=5$, $d=5$; обозначения нормального, суммарного и аномального полей см. в подписи к рис. 2.

3. Величина параметра l (рис. 3) при $y=\text{const}=-2$, $d=5$, $h=5$, $z=0$ следующим образом влияет на значение относительной аномалии потенциала:

l	$\frac{\max \Delta U^*(x)}{\max U_0^*(x)}$
3	22%
2	10
5	4

4. Зависимость относительной аномалии потенциала от y (рис. 4) при $l=\text{const}=1,5$, $d=5$, $h=5$, $z=0$ такова:

y	$\frac{\max \Delta U^*(x)}{\max U_0^*(x)}$
-1	50%
-1,5	33
-2	22

5. С увеличением следующего параметра z (рис. 5) при $d=5$, $h=5$, $y=-2$, $l=1,5$ относительная аномалия потенциала будет уменьшаться:

z	$\frac{\max \Delta U^*(x)}{\max U_0^*(x)}$
0	30%
1	18
2	10

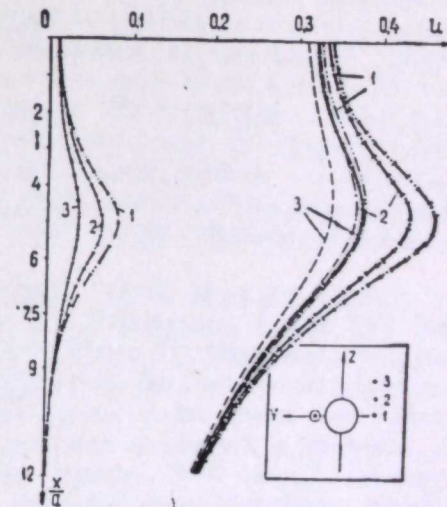


Рис. 5. Кривые потенциала по профилям.
1— $z=0$, $y=-2$; 2— $z=1$, $y=-2$; 3— $z=2$, $y=-2$; при $h=5$, $d=5$, $l=1,5$; обозначения нормального, суммарного и аномального полей см. в подписи к рис. 2.

Итак, проделанные расчеты позволяют видеть, как меняется характер поля с изменением положения источника тока и профиля наблюдений относительно сферы. Например, пользуясь приведенными графиками

и цифровыми данными, можно сказать, что при $l \geq 5$, $y \geq 2$ при любых d , h , z влияние сферы практически не будет сказываться на кривой потенциала.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Р. Бурсиан. Теория электромагнитных полей, применяемых в электроразведке. М. — Л., ГТТИ, 1933.
2. Н. В. Липская. О возмущении электрических полей сферическими неоднородностями. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 4, 1949.
3. А. К. Козырин. Некоторые результаты проведения электроразведки из скважин. Труды СГИ, вып. 34, Свердловск, 1959.

И. И. КОНОНЕНКО, П. Ф. РОДИОНОВ

ПОЛЕ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА ТОКА, РАСПОЛОЖЕННОГО НА ГЛУБИНЕ В ДВУХСЛОЙНОЙ СРЕДЕ С ВЕРТИКАЛЬНЫМ КОНТАКТОМ

На основании вычислений охарактеризовано поле точечного источника в присутствии вертикального контакта пород с различным удельным электрическим сопротивлением. Рассмотрен полевой пример, показывающий влияние контакта пород на распределение потенциала.

Как известно, колчеданные месторождения Урала залегают преимущественно в приконтактной зоне пород кислого и основного или среднего состава, либо их метаморфических разновидностей. При этом изучение материалов электроразведки показывает, что вблизи месторождений вмещающие породы, как правило, характеризуются различными удельными электрическими сопротивлениями. Например, удельное электрическое сопротивление метаморфических пород и сланцев, слагающихисячий или лежащий бок большинства колчеданных месторождений Среднего и некоторых месторождений Южного Урала, в 5—10 раз меньше удельного сопротивления других вмещающих пород. На Чадарском и Калугинском месторождениях породы всячего бока, выходящие на дневную поверхность, отличаются высоким удельным электрическим сопротивлением ($1 \cdot 10^3$ — $2 \cdot 10^3$ ом·м). Между тем, породы лежащего бока этих месторождений до глубины порядка 60 м имеют низкое удельное сопротивление 15—400 ом·м.

В контакте электрически разнородных пород залегают рудные тела Гайского, Ивановского, Учалинского, Комсомольского, имени XIX Партсъезда и других месторождений Южного Урала. На Ивановском месторождении диабазовые породы, слагающиеисячий бок, характеризуются высоким удельным сопротивлением ($> 10^3$ ом·м), в то время как удельное сопротивление серпентинитов лежащего бока колеблется в пределах 10—300 ом·м, редко более. Соотношение порядка 3—5 между удельными сопротивлениями пород всячего и лежащего бока характерно для Комсомольского месторождения. Соотношение удельных сопротивлений поднимается до 10—15 вблизи некоторых рудных тел Гайского месторождения.

Несмотря на неоднородность геоэлектрического строения вблизи колчеданных месторождений, до последнего времени при интерпретации наблюдений методом заряда, который основан на изучении поля точечного источника, пользуются нормальным полем, рассчитанным для однородных (изотропной и анизотропной) сред. Очевидно, что достоверность интер-

претации возможно повысить, если наблюдаемые поля сравнивать с теоретически вычисленными для геоэлектрического разреза, который наиболее близок к природным условиям.

Из сказанного выше вытекает, что вертикально-двухслойным разрезом в первом приближении можно охарактеризовать геоэлектрическое строение среды вблизи ряда колчеданных месторождений Урала, рудные тела которых имеют крутое падение. Поэтому представляет практический интерес

вычисление поля точечного источника для подобного геоэлектрического разреза. Данный вопрос и рассматривается в статье.

Пусть в полупространстве имеются две среды с удельным электрическим сопротивлением ρ_1 и ρ_2 , разделенные вертикальной плоскостью (рис. 1). В среде ρ_1 , на расстоянии d от плоскости контакта и на глубине z_0 находится точечный источник тока. Начало прямоугольной системы координат совместим с точечным источником. Расположение осей координат показано на рис. 1.

Ось Y параллельна плоскости контакта.

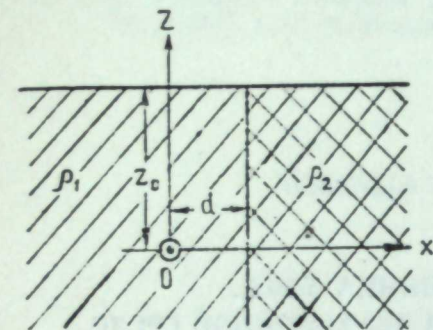


Рис. 1. Схема расположения координат.

Потенциал на плоской дневной поверхности выражается формулой, полученной методом зеркальных отражений.

$$U_1 = \frac{\rho_1 I}{2\pi} \left\{ \frac{1}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{1/2}} + \frac{k}{[(2d - x)^2 + y^2 + z_0^2]^{1/2}} \right\}; \quad (1)$$

$$U_2 = \frac{\rho_1 I}{2\pi} \cdot \frac{1+k}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{1/2}}, \quad (2)$$

где U_1, U_2 — значения потенциала в первой и второй средах;
 I — сила тока в питающей цепи;

$$k = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} \text{ — коэффициент отражения.}$$

Для рассматриваемых условий градиент потенциала по направлению осей X, Y выражается следующим образом:

$$\frac{\partial U_1}{\partial x} = -\frac{\rho_1 I}{2\pi} \left\{ \frac{x}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{3/2}} - \frac{k(2d - x)}{[(2d - x)^2 + y^2 + z_0^2]^{3/2}} \right\}; \quad (3)$$

$$\frac{\partial U_2}{\partial x} = -\frac{\rho_1 I}{2\pi} \cdot \frac{(1+k)x}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{3/2}}; \quad (4)$$

$$\frac{\partial U_1}{\partial y} = -\frac{\rho_1 I}{2\pi} \left\{ \frac{y}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{3/2}} + \frac{ky}{[(2d - x)^2 + y^2 + z_0^2]^{3/2}} \right\}; \quad (5)$$

$$\frac{\partial U_2}{\partial y} = -\frac{\rho_1 I}{2\pi} \cdot \frac{(1+k)y}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{3/2}}. \quad (6)$$

Если профиль пересекает контакт под углом α (см. рис. 7), потенциал в системе координат $X'OY'$ равняется:

$$U_1 = \frac{\rho_1 I}{2\pi} \left\{ \frac{1}{(x'^2 + y'^2 + z_0^2)^{1/2}} + \frac{k}{[(2d - x' \sin \alpha + y' \cos \alpha)^2 + (x' \cos \alpha + y' \sin \alpha)^2 + z_0^2]^{1/2}} \right\}; \quad (7)$$

$$U_2 = \frac{\rho_1 I}{2\pi} \cdot \frac{1+k}{(x'^2 + y'^2 + z_0^2)^{1/2}}. \quad (8)$$

В частном случае для профиля, проходящего через эпицентр точечного источника ($y'=0$), выражения (7) и (8) принимают вид

$$U_1 = \frac{\rho_1 I}{2\pi} \left\{ \frac{1}{(x'^2 + z_0^2)^{1/2}} + \frac{k}{[(2d - x' \sin \alpha)^2 + x'^2 \cos^2 \alpha + z_0^2]^{1/2}} \right\}; \quad (9)$$

$$U_2 = \frac{\rho_1 I}{2\pi} \cdot \frac{1+k}{(x'^2 + z_0^2)^{1/2}}. \quad (10)$$

Соответственно, градиент потенциала по оси X' равняется:

$$\frac{\partial U_1}{\partial x'} = -\frac{\rho_1 I}{2\pi} \left\{ \frac{x'}{(x'^2 + z_0^2)^{3/2}} - \frac{k(2d \sin \alpha - x')}{[(2d - x' \sin \alpha)^2 + x'^2 \cos^2 \alpha + z_0^2]^{3/2}} \right\}; \quad (11)$$

$$\frac{\partial U_2}{\partial x'} = -\frac{\rho_1 I}{2\pi} \cdot \frac{(1+k)x'}{(x'^2 + z_0^2)^{3/2}}. \quad (12)$$

На основании приведенных формул выполнены вычисления для конкретных условий с целью изучения поля в зависимости от величины коэффициента k и расстояния d . При вычислениях принято: $\rho_1 = 1$; $\frac{I}{2\pi} = 1$; $z_0 = 1$. В единице глубины заряда выражаются все линейные величины: $x_0 = \frac{x}{z_0}$; $y_0 = \frac{y}{z_0}$; $d_0 = \frac{d}{z_0}$. Результаты вычислений показывают, что поле точечного источника в двухслойной с вертикальным контактом среде заметно отличается от поля этого источника в изотропной среде (рис. 2—7), если расстояние между источником и плоскостью контакта сред равняется удвоенной глубине заряда ($d \leq 2z_0$) или меньше ее.

Ниже кратко рассмотрим изменение потенциала и градиента потенциала по профилям, ориентированным перпендикулярно, параллельно или под углом к контакту сред.

Профили по направлению оси X . По профилям, направленным перпендикулярно к контакту сред (рис. 2), потенциал в среде ρ_1 выше ($k > 0$) или ниже ($k < 0$), чем в соответственных точках изотропной среды. С уменьшением d_0 , при прочих равных условиях, потенциал увеличивается, достигая максимальных значений при $d_0 = 0$. Из формул (1), (2) следует, что при $d_0 = 0$ значение потенциала повышается в два раза или падает до нуля, если отношение $\frac{\rho_2}{\rho_1}$, соответственно, равняется бесконечности или нулю. Из-

менение положения максимума потенциала в зависимости от d_0 и $\frac{\rho_2}{\rho_1}$ будет рассмотрено при описании кривых градиента потенциала.

В среде ρ_2 значение потенциала не зависит от положения источника тока по отношению к плоскости контакта, то есть не зависит от d_0 . В этой среде потенциал вдоль профиля изменяется по кривой, построенной для случая совпадения источника с плоскостью контакта ($d_0 = 0$). На границе раздела сред наблюдается излом кривой потенциала.

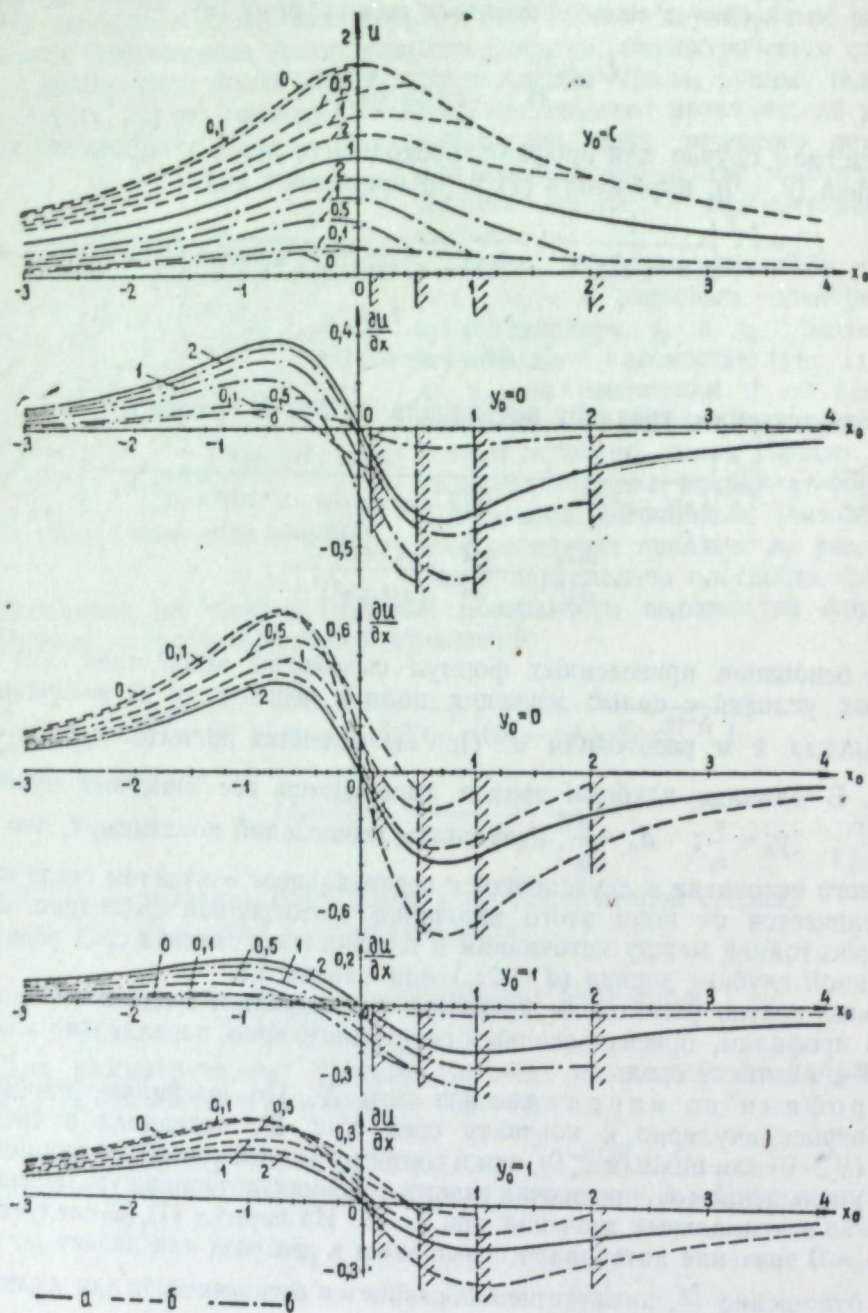


Рис. 2. Кривые потенциала и градиента потенциала по направлению оси X .
 a — для изотропной среды; b , a — для двухслойной среды: b — при $\frac{\rho_2}{\rho_1} = 9$, a — при $\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{1}{9}$;
 цифрами на кривых обозначена величина d_0 .

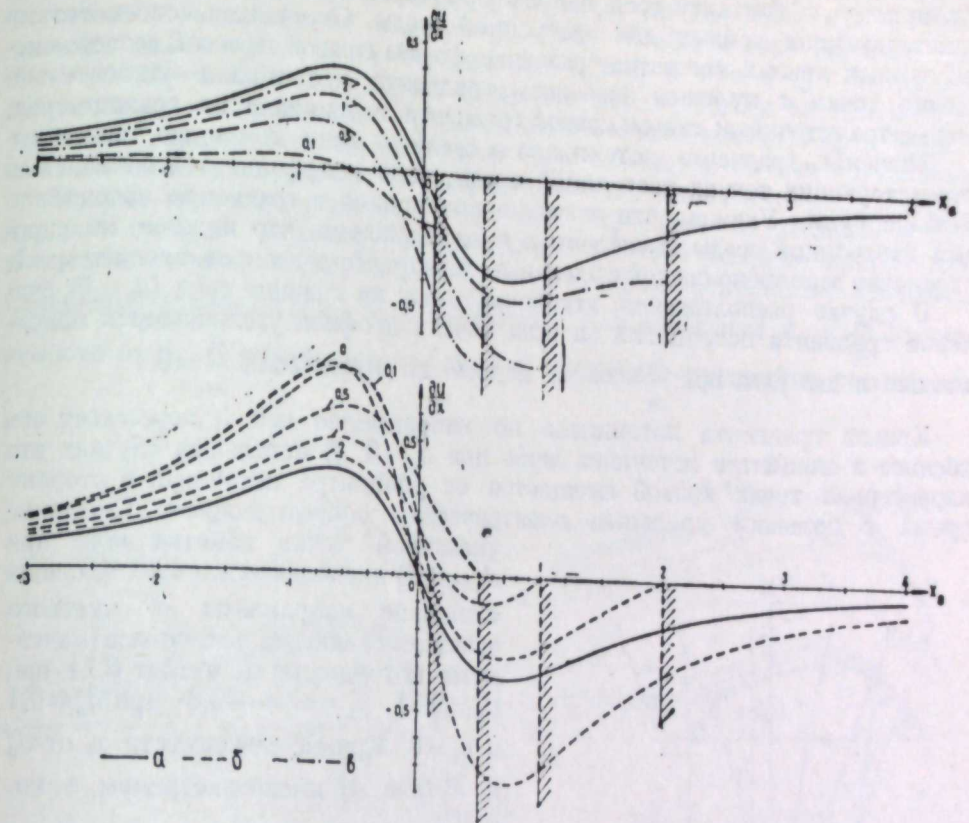


Рис. 3. Кривые градиента потенциала по оси X ($y_0 = 0$).
 $a - \frac{\rho_2}{\rho_1} = 1$; $b - \frac{\rho_2}{\rho_1} = \infty$; $c - \frac{\rho_2}{\rho_1} = 0$; цифрами на кривых обозначена величина d_0 .

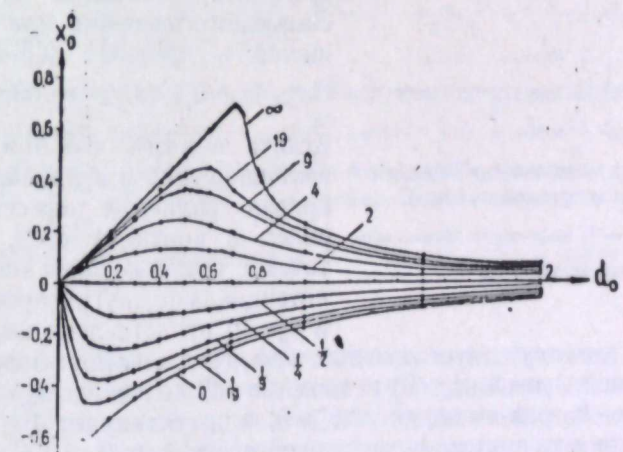


Рис. 4. Зависимость координаты точки с нулевым значением градиента потенциала от d_0 и $\frac{\rho_2}{\rho_1}$.

Цифрами обозначена величина $\frac{\rho_2}{\rho_1}$.

Как видно на рис. 2, 3, кривые градиента потенциала по перпендикулярному к контакту сред направлению существенно отличаются от соответствующих кривых для изотропной среды. Основными особенностями указанных кривых являются: различие формы правой и левой ветвей; смещение точки с нулевым значением градиента потенциала относительно эписентра источника; скачок кривой градиента потенциала на границе сред.

Значение градиента потенциала в среде ρ_1 выше или ниже, чем в соответствующих точках изотропной среды, если коэффициент k больше или меньше нуля. Укажем, что значения потенциала и градиента потенциала для изотропной среды вычислены в предположении, что нижнее полупространство заполнено средой с удельным электрическим сопротивлением $\rho_1=1$.

В случае расположения источника тока на границе сред ($d_0=0$) значение градиента потенциала на всех точках профиля увеличивается максимум в два раза при $\frac{\rho_2}{\rho_1}=\infty$ и падает до нуля, если $\frac{\rho_2}{\rho_1}=0$.

Кривая градиента потенциала по направлению оси X пересекает ось абсцисс в эписентре источника лишь при $d_0=0$. В остальных случаях эта характерная точка кривой смещается от эписентра источника в сторону среды с большим удельным электрическим сопротивлением. Смещение

указанной точки заметно даже при $d_0=2$. В предельных случаях величина смещения координаты x_0^0 нулевого значения градиента потенциала (максимума потенциала) достигает 0,71 при $d_0=0,71$, $\rho_2=\infty$ и $-0,6$ при $d_0=0,1$ и $\rho_2=0$. Кривые зависимости x_0^0 от d_0 и $\frac{\rho_2}{\rho_1}$ (рис. 4) имеют экстремум, от которого они монотонно спадают с уменьшением и увеличением d . Координата x_0^0 точки с нулевым значением градиента потенциала достигает максимального значения при d , изменяющемся в пределах $0,5-0,7 z_0$, при $\frac{\rho_2}{\rho_1} > 1$ и $0,1-0,2 z_0$, если $\frac{\rho_2}{\rho_1} < 1$.

Кстати заметим, что при $\rho_2=\infty$ и d , изменяющемся в пределах $0-0,71 z_0$, кривая градиента пересекает ось абсцисс в контакте сред. Положение точек с нулевым значением градиента потенциала по другим профилям ($y_0=1$ и $y_0=2$) представлено на рис. 5.

В среде ρ_2 , где отсутствует источник тока, градиент потенциала изменяется по предельной кривой ($d_0=0$) независимо от величины d_0 , а абсолютное значение в $(1+k)$ раз выше, если $k > 0$, или составляет $1+k$ часть значения градиента потенциала в изотропной среде при $k < 0$ (см. рис. 2, 3).

Профили по направлению оси Y . В двухслойной с вертикальным контактом среде градиент потенциала по оси Y равен нулю в эписентре источника, как и в случае изотропной среды. На других точках профиля абсолютное значение градиента потенциала больше или меньше по сравнению с его значением для изотропной среды, если, соответственно, $\frac{\rho_2}{\rho_1} > 1$ или $\frac{\rho_2}{\rho_1} < 1$ (см. рис. 6, А и Б). Изменение поля под влиянием

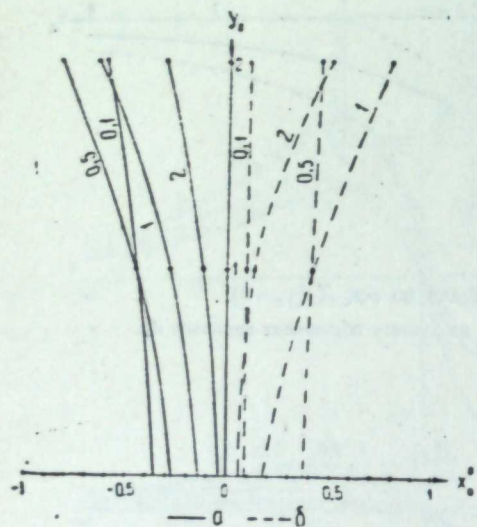


Рис. 5. Линии нулевых значений градиента потенциала в направлении оси X .

$a - \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{1}{9}$; $b - \frac{\rho_2}{\rho_1} = 9$; цифрами на кривых обозначена величина d_0 .

второй среды заметно даже при $d_0=2$. С уменьшением d_0 различие полей для указанных сред увеличивается, достигая предела при $d_0=0$. Если источник тока находится в контакте сред, то абсолютное значение градиента увеличивается в $(1+k)$ раз при $k > 0$, а при $k < 0$ составляет $1+k$ его значения в изотропной среде (см. рис. 6, Г). Вследствие зависимости поля от положения профиля относительно контакта сред кривые градиента потенциала, вычисленные для симметрично расположенных по отношению к источнику тока профилей, заметно различаются (см. рис. 6, В).

Кривые градиента потенциала для рассматриваемой двухслойной и изотропной сред не подобны. Для указанных условий различие кривых градиента потенциала видно на рис. 6, Г, на котором представлено изменение отношений значений градиента потенциала для различных y_0 и $\frac{\rho_2}{\rho_1}$ в зависимости от d_0 . В случае подобия кривых отношение градиентов потенциала

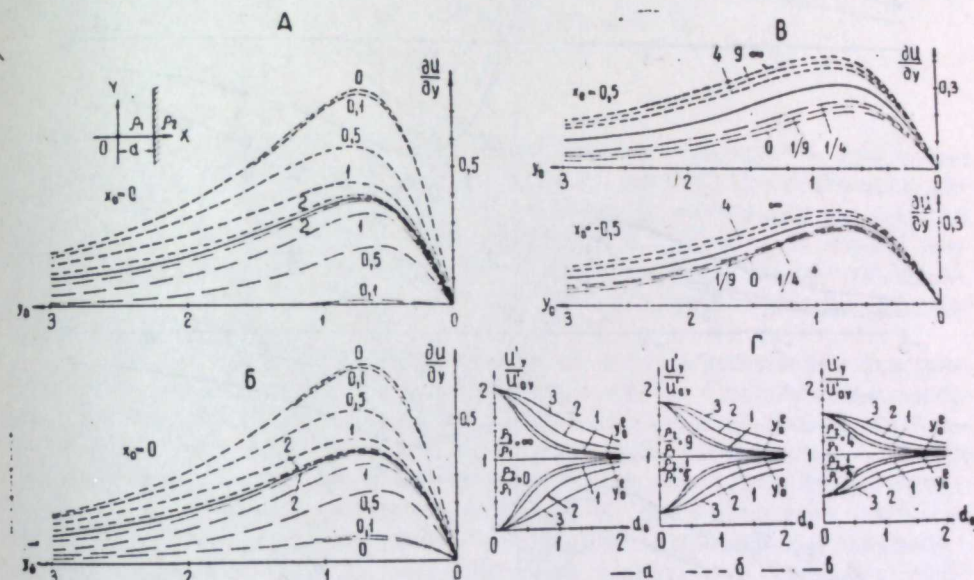


Рис. 6. Характеристика поля точечного источника по направлению оси Y .

А, Б, В — кривые градиента потенциала: А — при $\frac{\rho_2}{\rho_1}$, равном 0 и ∞ , Б — при $\frac{\rho_2}{\rho_1}$, равном 9 и $\frac{1}{9}$ (цифрами на кривых обозначена величина d_0), В — при $d_0=1$ (цифры на кривых показывают значение $\frac{\rho_2}{\rho_1}$); а — $\frac{\rho_2}{\rho_1} = 1$; б — $\frac{\rho_2}{\rho_1} > 1$; в — $\frac{\rho_2}{\rho_1} < 1$; Г — отношение значений градиента потенциала для двух-

слойной и изотропной сред в зависимости от d_0 при различных $\frac{\rho_2}{\rho_1}$ и y_0 (цифры на кривых).

в разных точках профиля должно сохраняться постоянным. Между тем, для рассматриваемых условий указанные отношения различны. При этом максимальная разница между значениями отношений наблюдается в интервале $d_0=0,5 \div 1$. Например, при $d_0=1$ отношение достигает 1,15 в экстремуме y_0^0 и 1,6 в точке $y_0=3$, если $\rho_2=\infty$. При $\rho_2=0$ в упомянутых точках отношение градиентов соответственно равняется 0,85 и 0,4. Неравенство отношений градиентов потенциала в различных точках сохраняется даже при $\frac{\rho_2}{\rho_1}=4$ и $\frac{\rho_2}{\rho_1}=\frac{1}{4}$.

Из формулы (6) следует, что градиент потенциала по оси Y в среде ρ_2 изменяется вдоль профиля по такому же закону, как и в изотропной среде.

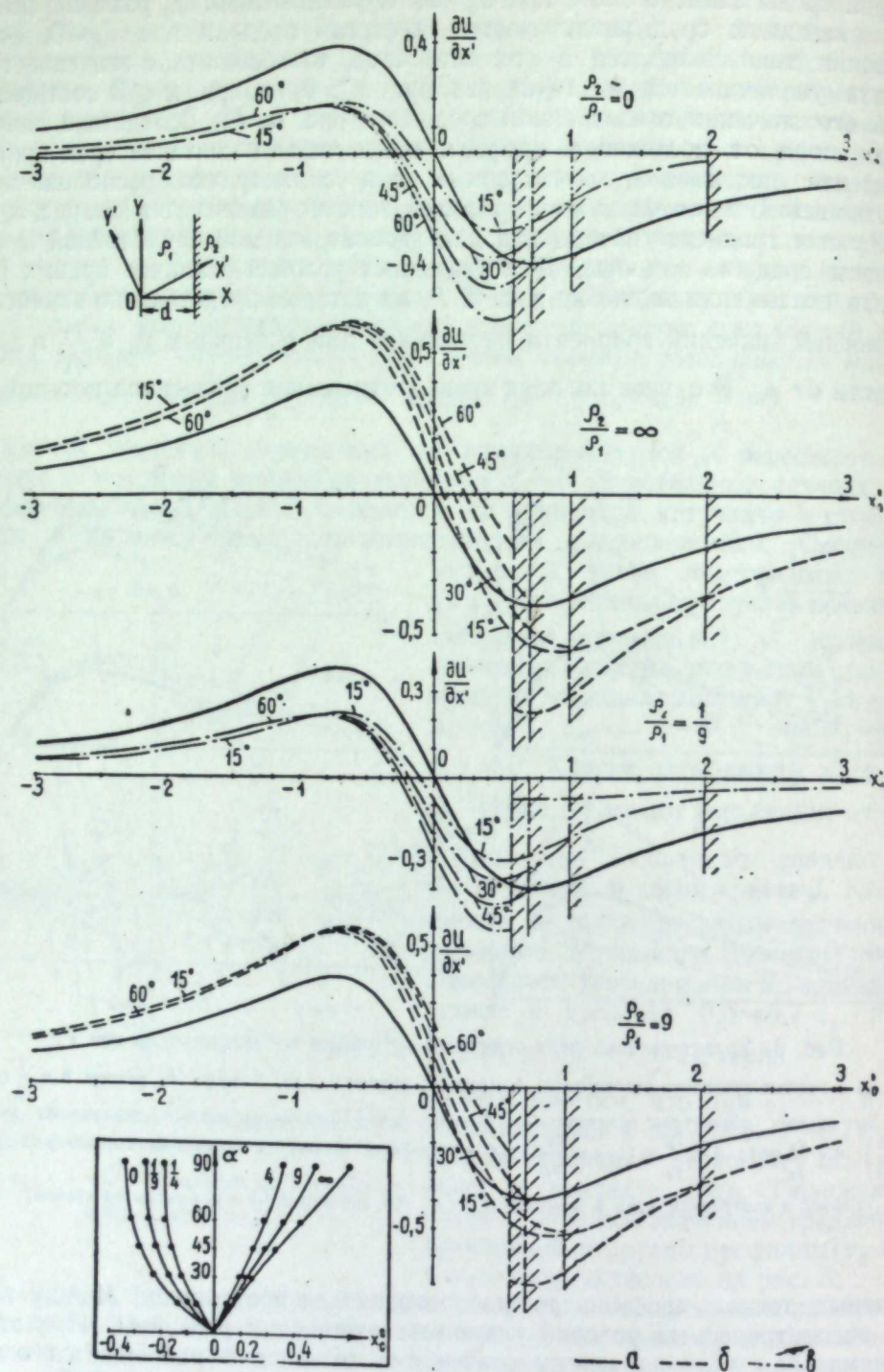


Рис. 7. Кривые градиента потенциала вдоль оси X' по профилям, расположенным под углом α к контакту сред ($y'_0=0$; $d_0=0,5$) для различных значений $\frac{\rho_2}{\rho_1}$.

На графике внизу слева показана зависимость координат точки с нулевым значением градиента потенциала от угла α для различных $\frac{\rho_2}{\rho_1}$ (цифры на кривых), при $d_0=0,5$:

$$\alpha - \frac{\rho_2}{\rho_1} = 1; \quad \sigma - \frac{\rho_2}{\rho_1} > 1; \quad \delta - \frac{\rho_2}{\rho_1} < 1.$$

Но абсолютные значения градиента потенциала в соответственных точках в $(1+k)$ раз больше при $\frac{\rho_2}{\rho_1} > 1$ или в $\frac{1}{1+k}$ раз меньше при $\frac{\rho_2}{\rho_1} < 1$.

Профили под углом к контакту сред. На рис. 7 представлены графики градиента потенциала, вычисленного для четырех профилей, проходящих через эпицентр источника тока под углом α к контакту сред, равным 15; 30; 45; 60°, при $d_0=0,5$; $\frac{\rho_2}{\rho_1}$, равном 0; $\frac{1}{9}$; 9; ∞ . Кривые градиента потенциала по указанным профилям в общих чертах такие же, как ранее описанные кривые градиента потенциала в направлениях осей X . На границе раздела двух сред отмечается скачок в направлении оси X . Во второй среде поле не зависит от d и во всех случаях изменяется вдоль профиля по одному закону.

Точка с нулевым значением градиента смещается от эпицентра источника в сторону среды с большим сопротивлением. Величина смещения зависит от d_0 , угла α и отношения $\frac{\rho_2}{\rho_1}$ (см. рис. 7).

*
* *

Принятое при вычислениях геоэлектрическое строение в природных условиях соответствует случаю вертикального контакта пород (толщ) с различным удельным электрическим сопротивлением, выходящих на дневную поверхность или покрытых наносами небольшой мощности. В первом приближении эти поля можно использовать также в случае резкого изменения мощности более электропроводных рыхлых отложений (наносы, породы коры выветривания).

Приведенные выше формулы справедливы и для безграничного пространства, если коэффициент 2π в них заменить на 4π . Следовательно, вычисленные поля могут быть использованы при интерпретации данных скважинных исследований в случае, когда влиянием границы раздела земля — воздух можно пренебречь. Покажем это на одном из полевых примеров (северное рудное тело Гайского месторождения, рис. 8). Эти наблюдения представляют интерес как пример расположения заряда и наблюдений в скважинах над рудной зоной. Породы, перекрывающие рудную зону, обладают высоким удельным электрическим сопротивлением, исключая рыхлые отложения и кору выветривания коренных пород. Кроме того, довольно отчетливо фиксируется контакт между порфиритами и диабазами.

При положении заряда 1 максимум потенциала смещается относительно проекции источника на ось скв. 456 вниз на 30 м к породам высокого сопротивления. При заряде в точке 2, в 10 м от контакта, максимум потенциала совпадает с положением контакта. Вследствие влияния рудной зоны ($\frac{\rho_2}{\rho_1} \rightarrow 0$) при положении зарядов на глубинах 120, 140 и 160 м (кривые 3, 4, 5) максимум потенциала смещается вверх от проводящей зоны, соответственно, на 27, 40 и 50 м. Совершенно иной вид имеет кривая потенциала при заряде в точке 6, висячем боку рудной зоны. Смещение точек максимальных потенциалов как по величине, так и по направлению согласуется с расчетными данными (см. номограмму на рис. 4). На указанной номограмме все линейные размеры (d_0 и x'_0) выражены в единицах глубины заряда. В рассматриваемом примере за единицу измерения расстояний следует принять расстояние между источником и исследуемой скважиной (100 м). Влияние дневной поверхности, которое по теоретическим соображениям должно было бы проявиться, в частности, в смещении максимумов потенциала вверх по скважине, особенно при положении зарядов в точках 1 и 2,

очевидно, компенсируется обратным влиянием электропроводного поверхностного слоя, под которым залегают породы с высоким удельным сопротивлением. Увеличение абсолютных значений потенциала по мере приближения источника к породам с высоким сопротивлением (кривые 1, 2, 3), а затем уменьшение значений потенциала при приближении зарядов к рудной зоне качественно соответствует теоретическим расчетам (см. рис. 2). Таким образом, сложное, своеобразное распределение потенциала в природных условиях удалось понять лишь на основе описанных выше теоретических исследований.

Как было показано выше, поля точечного источника на плоской дневной поверхности, расположенного в двухслойной с вертикальным контактом и в изотропной средах, существенно различаются между собой. Влияние второй среды на распределение потенциала заметно даже при расстоянии d

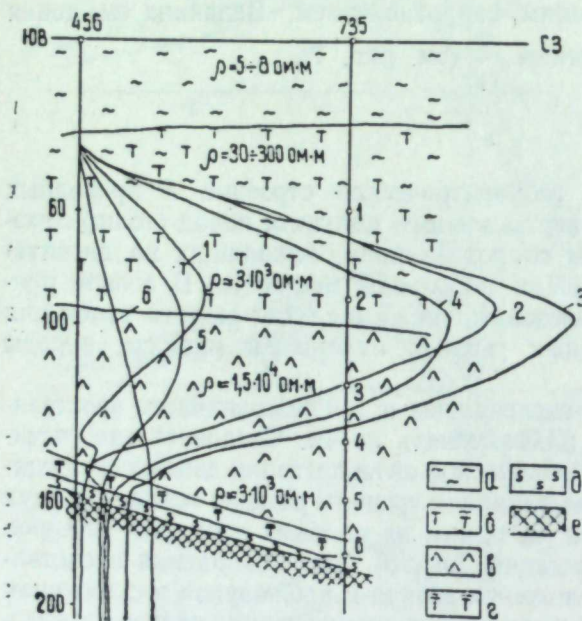


Рис. 8. Кривые потенциала по скважине (по Р. Н. Вострцову и Н. С. Лиханову).

а — рыхлые отложения; б — порфиры и их туфы; в — диабазы и их туфы; г — туффиты, кремнистые сланцы; д — измененные окорудные породы; е — оруденение; 1 — б — точки зарядов и соответствующие кривые потенциала.

ложенным параллельно контакту сред профилям, с полем, изученным в направлении простирания глубинного рудного тела, залегающего в изотропной среде, если точечный источник находится выше или на уровне верхней границы рудного тела.

Из сказанного следует, что интерпретация наблюдений, выполненных методом заряда в условиях двухслойной среды, может быть произведена успешно, если будет учтено влияние последней. Не останавливаясь на детальном рассмотрении приемов учета влияния двухслойной с вертикальным контактом среды, что должно быть предметом специального исследования, отметим лишь некоторые рекомендации.

Прежде всего, на основании измерений по поперечным профилям устанавливается положение контакта. Затем по данным ВЭЗ и электрокаротажа определяются удельные сопротивления сред. Зная взаимное расположение контакта и источника и параметры среды, можно определить

величину смещения характерных точек кривых потенциала и градиента потенциала (см. рис. 4), а также качественно представить характер поля, удовлетворяющего природным условиям.

Выполненные для плоской дневной поверхности расчеты поля могут быть использованы при интерпретации наблюдений по скважинам, как это было показано выше при описании полевого примера.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Р. Бурсиан. Теория электромагнитных полей, применяемых в электроразведке. Ч. 1. Постоянные поля. Л. — М., ГТТИ, 1933.
2. П. Ф. Родионов. Электроразведка колчеданных месторождений Урала методом заряда. Труды Ин-та геофизики УФАИ СССР, вып. 1, Свердловск, 1959.
3. А. С. Семенов. Метод заряженного тела при разведке и поисках сульфидных месторождений. Мат-лы ВСЕГЕИ. «Геофизика». Сб. 11. М., Госгеолгиздат, 1947.
4. А. С. Семенов. Теория метода заряженного тела в применении к эквипотенциальным проводникам. Мат-лы ВСЕГЕИ. «Геофизика». Сб. 13. М., Госгеолгиздат, 1948.

И. И. КОНОНЕНКО, П. Ф. РОДИОНОВ

ПОЛЕ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА, РАСПОЛОЖЕННОГО НА ГЛУБИНЕ В ПРИСУТСТВИИ ВЕРТИКАЛЬНОГО ПЛАСТА

Рассматривается влияние вертикального пласта ограниченной мощности на распределение потенциала точечного источника. Использование приведенных данных позволит повысить достоверность интерпретации в методе заряда.

При поисках сульфидных рудных тел методом заряда нередко наблюдается неравномерное распределение потенциала, обусловленное пластом высокого или низкого (по сравнению с вмещающей средой) удельного электрического сопротивления. На фоне такого возмущения возникают трудности при выделении аномалии проводимости, вызываемой локальным сульфидным телом, особенно глубокозалегающим. Очевидно, что интерпретация может быть проведена более уверенно только при условии знания поля точечного источника для указанных геоэлектрических условий. В настоящей статье рассматривается поле точечного источника, погруженного на глубину, в присутствии вертикального пласта; обсуждаются результаты теоретических вычислений, выполненных авторами.

Постановка задачи. Вертикально-слоистая среда, заполняющая полупространство, состоит из трех сред с удельным электрическим сопротивлением ρ_1 , ρ_2 и ρ_3 (рис. 1). В среде ρ_1 на расстоянии d от границы пласта ρ_2 на глубине z_0 находится точечный источник, питаемый постоянным током силы I . Начало координат системы XYZ совместим с источником тока. Направление осей координат показано на рис. 1. Потенциал на поверхности раздела земля — воздух находим методом многократных отражений [1]:

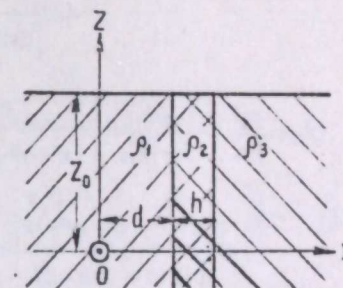


Рис. 1. Схема расположения координат.

$$U_1 = \frac{\rho_1 I}{2\pi} \left\{ \frac{1}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{1/2}} + \frac{k_{12}}{[(2d - x)^2 + y^2 + z_0^2]^{1/2}} + \right. \\ \left. + (1 - k_{12}^2) \cdot k_{23} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n (k_{12} k_{23})^n}{[2(n+1)h + 2d - x]^2 + y^2 + z_0^2} \right\}; \quad (1)$$

$$U_2 = \frac{\rho_1 I}{2\pi} (1+k_{12}) \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \left\{ \frac{(k_{12} \cdot k_{23})^n}{[(2nh+x)^2 + y^2 + z_0^2]^{1/2}} + \frac{k_{12}^n \cdot k_{23}^{n+1}}{[2(n+1)h+2d-x]^2 + y^2 + z_0^2]^{1/2}} \right\}; \quad (2)$$

$$U_3 = \frac{\rho_1 I}{2\pi} (1+k_{12})(1+k_{23}) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n (k_{12} k_{23})^n}{[(2nh+x)^2 + y^2 + z_0^2]^{1/2}}, \quad (3)$$

где U_1, U_2, U_3 — значения потенциала в средах ρ_1, ρ_2 и ρ_3 ;
 k_{12} и k_{23} — коэффициенты отражения на границах сред:

$$k_{12} = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1};$$

$$k_{23} = \frac{\rho_3 - \rho_2}{\rho_3 + \rho_2};$$

h — мощность пласта.

При расположении источника в среде ρ_2 (см. рис. 5) потенциал на границе земля — воздух равняется:

$$U_1 = \frac{\rho_1 I}{2\pi} (1+k_{12}) \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \left\{ \frac{(k_{12} \cdot k_{23})^n}{[(2nh-x)^2 + y^2 + z_0^2]^{1/2}} + \frac{k_{12}^n k_{23}^{n+1}}{[(2nh+2d-x)^2 + y^2 + z_0^2]^{1/2}} \right\}; \quad (4)$$

$$U_2 = \frac{\rho_1 I}{2\pi} \cdot \frac{1+k_{12}}{1-k_{12}} \left\{ \frac{1}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{1/2}} + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{(-1)^n k_{12}^n \cdot k_{23}^{n-1}}{[(2nh-2d+x)^2 + y^2 + z_0^2]^{1/2}} + \frac{(-1)^{n-1} k_{12}^{n-1} \cdot k_{23}^n}{[2(n-1)h+2d-x]^2 + y^2 + z_0^2]^{1/2}} + \frac{(-1)^n (k_{12} k_{23})^n}{[(2nh+x)^2 + y^2 + z_0^2]^{1/2}} \right] \right\}; \quad (5)$$

$$U_3 = \frac{\rho_1 I}{2\pi} (1-k_{23}) \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{(-1)^n (k_{12} \cdot k_{23})^n}{[(2nh+x)^2 + y^2 + z_0^2]^{1/2}} + \frac{(-1)^{n+1} k_{12}^{n+1} k_{23}^n}{[2(n+1)h-2d+x]^2 + y^2 + z_0^2]^{1/2}} \right\}. \quad (6)$$

Вычисления выполнены для случая равенства удельных электрических сопротивлений $\rho_1 = \rho_3$. В соответствии с указанным условием, $k_{23} = -k_{12}$, а выражения (1), (2), (3) принимают вид:

$$U_1 = \frac{\rho_1 I}{2\pi} \left\{ \frac{1}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{1/2}} + \frac{k_{12}}{[(2d-x)^2 + y^2 + z_0^2]^{1/2}} - \right.$$

$$\left. - (1 - k_{12}^2) k_{12} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_{12}^{2n}}{[2(n+1)h+2d-x]^2 + y^2 + z_0^2]^{1/2}} \right\}; \quad (1')$$

$$U_2 = \frac{\rho_1 I}{2\pi} (1+k_{12}) \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{k_{12}^{2n}}{[(2nh+x)^2 + y^2 + z_0^2]^{1/2}} - \frac{k_{12}^{2n+1}}{[2(n+1)h+2d-x]^2 + y^2 + z_0^2]^{1/2}} \right\}; \quad (2')$$

$$U_3 = \frac{\rho_1 I}{2\pi} (1 - k_{12}^2) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_{12}^{2n}}{[(2nh+x)^2 + y^2 + z_0^2]^{1/2}}. \quad (3')$$

При расположении точечного источника в среде ρ_2 в случае равенства $\rho_1 = \rho_3$ формулы (4), (5) и (6) преобразуются:

$$U_1 = \frac{\rho_1 I}{2\pi} (1+k_{12}) \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{k_{12}^{2n}}{[(2nh-x)^2 + y^2 + z_0^2]^{1/2}} - \frac{k_{12}^{2n+1}}{[(2nh+2d-x)^2 + y^2 + z_0^2]^{1/2}} \right\}; \quad (4')$$

$$U_2 = \frac{\rho_1 I}{2\pi} \cdot \frac{1+k_{12}}{1-k_{12}} \left\{ \frac{1}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{1/2}} + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{k_{12}^{2n}}{[(2nh-x)^2 + y^2 + z_0^2]^{1/2}} + \frac{k_{12}^{2n}}{[(2nh+x)^2 + y^2 + z_0^2]^{1/2}} - \frac{k_{12}^{2n-1}}{[(2nh-2d+x)^2 + y^2 + z_0^2]^{1/2}} - \frac{k_{12}^{2n-1}}{[2(n-1)h+2d-x]^2 + y^2 + z_0^2]^{1/2}} \right] \right\}; \quad (5')$$

$$U_3 = \frac{\rho_1 I}{2\pi} (1+k_{12}) \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{k_{12}^{2n}}{[(2nh+x)^2 + y^2 + z_0^2]^{1/2}} - \frac{k_{12}^{2n+1}}{[2(n+1)h-2d+x]^2 + y^2 + z_0^2]^{1/2}} \right\}. \quad (6')$$

Продифференцировав выражения (1'), (2'), (3') по x , найдем градиент потенциала в направлении оси X :

$$\frac{\partial U_1}{\partial x} = -\frac{\rho_1 I}{2\pi} \left\{ \frac{x}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{3/2}} - \frac{k_{12}(2d-x)}{[(2d-x)^2 + y^2 + z_0^2]^{3/2}} + \right. \\ \left. + (1 - k_{12}^2) k_{12} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_{12}^{2n} [2(n+1)h+2d-x]}{[2(n+1)h+2d-x]^2 + y^2 + z_0^2]^{3/2}} \right\}; \quad (7)$$

$$\frac{\partial U_2}{\partial x} = -\frac{\rho_1 I}{2\pi} (1 + k_{12}) \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{k_{12}^{2n} (2nh + x)}{[(2nh + x)^2 + y^2 + z_0^2]^{3/2}} + \frac{k_{12}^{2n+1} [2(n+1)h + 2d - x]}{[2(n+1)h + 2d - x]^2 + y^2 + z_0^2]^{3/2}} \right\}; \quad (8)$$

$$\frac{\partial U_3}{\partial x} = -\frac{\rho_1 I}{2\pi} (1 - k_{12}) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_{12}^{2n} (2nh + x)}{[(2nh + x)^2 + y^2 + z_0^2]^{3/2}}. \quad (9)$$

При положении источника тока в пласте ρ_2 значения градиента потенциала в направлении оси X выражаются:

$$\frac{\partial U_1}{\partial x} = -\frac{\rho_1 I}{2\pi} (1 + k_{12}) \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{k_{12}^{2n} (2nh + 2d - x)}{[(2nh + 2d - x)^2 + y^2 + z_0^2]^{3/2}} - \frac{k_{12}^{2n} (2nh - x)}{[(2nh - x)^2 + y^2 + z_0^2]^{3/2}} \right\}; \quad (10)$$

$$\frac{\partial U_2}{\partial x} = -\frac{\rho_1 I}{2\pi} \cdot \frac{1 + k_{12}}{1 - k_{12}} \left\{ \frac{x}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{3/2}} + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{k_{12}^{2n} (2nh + x)}{[(2nh + x)^2 + y^2 + z_0^2]^{3/2}} - \frac{k_{12}^{2n} (2nh - x)}{[(2nh - x)^2 + y^2 + z_0^2]^{3/2}} + \frac{k_{12}^{2n-1} [2(n-1)h + 2d - x]}{[2(n-1)h + 2d - x]^2 + y^2 + z_0^2]^{3/2}} - \frac{k_{12}^{2n-1} (2nh - 2d + x)}{[(2nh - 2d + x)^2 + y^2 + z_0^2]^{3/2}} \right] \right\}; \quad (11)$$

$$\frac{\partial U_3}{\partial x} = -\frac{\rho_1 I}{2\pi} (1 + k_{12}) \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{k_{12}^{2n} (2nh + x)}{[(2nh + x)^2 + y^2 + z_0^2]^{3/2}} - \frac{k_{12}^{2n+1} [2(n+1)h - 2d + x]}{[2(n+1)h - 2d + x]^2 + y^2 + z_0^2]^{3/2}} \right\}. \quad (12)$$

Аналогичным образом могут быть получены формулы градиента потенциала в направлении оси Y .

При вычислении потенциала и градиента потенциала принято: $\rho_1 = \rho_3 = 1$; $\frac{I}{2\pi} = 1$; $z_0 = 1$. Все линейные размеры выражены в долях z_0 . Мощность пласта ρ_2 $h = 0,25z_0$.

В расчетных формулах учитывалось ограниченное количество членов ряда, при дальнейшем увеличении которого вычисленная сумма ряда изменяется незначительно. Выполнение этого условия контролировалось путем построения графиков зависимости частичной суммы ряда от количества членов. С выходом кривой такой суммы на асимптоту вычисления прекращались.

Обсуждение результатов. Распределение потенциала и градиента потенциала вдоль оси X для предельных отношений $\frac{\rho_2}{\rho_1}$, равных ∞ и 0 ($k_{12} = \pm 1$),

в рассматриваемой вертикально-слоистой и изотропной средах различно (см. рис. 2); разница значительна даже при $d_0 = 2$. В среде ρ_1 значение потенциала выше или ниже значения потенциала в изотропной среде, если k_{12} , соответственно, больше или меньше нуля. Потенциал в среде ρ_1 увеличивается в два раза, если источник расположен на границе пласта со средой ρ_1 . Из выражений (1'), (2') вытекает, что при $k_{12} = -1$ и $d_0 = 0$ потенциалы U_1 и U_2 равны нулю. Нетрудно показать, что при $k_{12} = \pm 1$

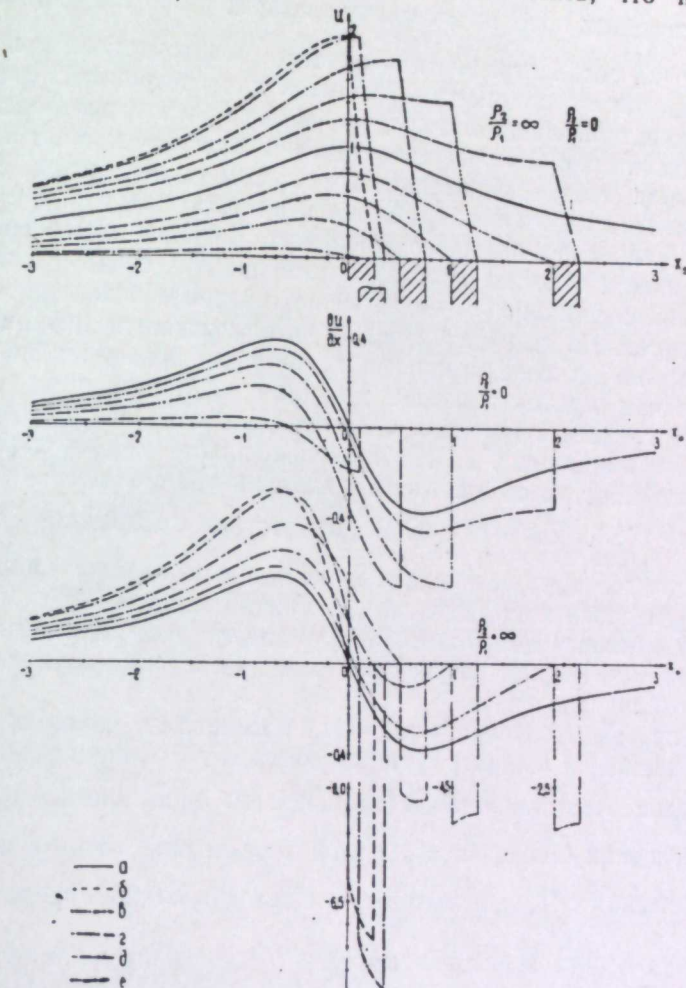


Рис. 2. Кривые потенциала и градиента потенциала по оси X

($\frac{\rho_2}{\rho_1}$ равно ∞ и 0 , $y_0 = 0$).

α — изотропная среда; б — вертикально-слоистая среда: б — $d_0 = 0$, г — $d_0 = 0,1$, д — $d_0 = 0,5$, е — $d_0 = 1$.

выражение (3') также равно нулю, то есть $U_3 = 0$. Следовательно, пласт ρ_2 , при отношениях $\frac{\rho_2}{\rho_1}$, равных ∞ и 0 , одинаково влияет на распределение потенциала в третьей среде, полностью экранируя поле точечного источника.

Потенциал падает до нуля над ближайшей к источнику тока границей пласта, если $k_{12} = -1$. При $k_{12} = 1$ (непроводящий пласт) над указанной границей пласта U_2 достигает максимального значения и уменьшается до нуля над второй его границей.

Распределение потенциала при других значениях коэффициента k_{12} в общем подобно описанному выше (рис. 3, $k_{12} = \pm 0,8$). При k_{12} , отличном от единицы, значение потенциала в среде ρ_3 не равно нулю; оно изменяется по одному закону, так как, согласно выражению (3'), U_3 не зависит от d и знака коэффициента k_{12} . Над границами пласта кривая потенциала претерпевает излом, а при $\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{1}{9}$ над самым пластом близка к прямой. В пределах пласта значение потенциала резко падает, если $\frac{\rho_2}{\rho_1} = 9$.

Как видно на рис. 2, градиент потенциала в присутствии пласта существенно отличается от градиента потенциала для изотропной среды. При $k_{12} = -1$ градиент потенциала в среде ρ_1 меньше, чем в изотропной. Градиент потенциала принимает нулевое значение при $d_0 = 0$. На границе среды ρ_1 и пласта градиент потенциала скачком уменьшается до нуля. Нулевое значение градиента сохраняется в пределах сред ρ_2 и ρ_3 .

В случае бесконечно большого удельного электрического сопротивления ($k_{12} = 1$) пласта значение градиента потенциала в среде ρ_1 выше, чем для изотропной среды. При $d_0 = 0$ значение градиента потенциала увеличивается в два раза. На границах пласта кривая градиента потенциала претерпевает разрыв. Значение градиента скачком увеличивается по абсолютной величине над пластом и падает до нуля на границе со средой ρ_3 .

Изменение градиента потенциала по оси X для других значений коэффициента k_{12} видно из рис. 3. На границах пласта градиент изменяется скачком, а над пластом абсолютное его значение увеличивается или уменьшается, если $\frac{\rho_2}{\rho_1} > 1$ или $\frac{\rho_2}{\rho_1} < 1$. В соответствии с выражением (9) в пределах среды ρ_3 градиент потенциала изменяется по одному закону, независимо от d_0 и знака коэффициента k_{12} . Общий характер поля по перпендикулярному к пласту профилю при $y_0 = 1$ аналогичен описанному выше профилю при $y_0 = 0$, но, разумеется, изменяется абсолютное значение градиента потенциала.

Точка с нулевым значением градиента потенциала (максимальным значением потенциала) в общем случае не совпадает с эпицентром источника тока. Совпадение указанных точек наблюдается лишь при $d_0 = 0$ и $\frac{\rho_2}{\rho_1} = \infty$.

Величина смещения (координата x_0^0) этой характерной точки в зависимости от d_0 и отношения $\frac{\rho_2}{\rho_1}$, при мощности пласта $h_0 = 0,25$, представлена на рис. 4. В случае непроводящего пласта ($\frac{\rho_2}{\rho_1} = \infty$) кривая зависимости x_0^0

от d_0 изменяется по линейному закону, достигая максимума при $d = 0,71z_0$, а затем, с увеличением d_0 , она спадает. Точка с нулевым значением градиента потенциала смещается от эпицентра источника в сторону пласта, причем совпадает с ближайшей к источнику границей пласта, если d_0 изменяется от нуля до 0,71. Если удельное электрическое сопротивление пласта равно нулю, координата x_0^0 имеет отрицательное значение, то есть точка с нулевым значением градиента потенциала смещается относительно эпицентра источника от пласта. По абсолютной величине смещение достигает максимума при d_0 , близком к нулю (при $d_0 = 0,05x_0^0$ равняется 0,66), и с увеличением d_0 постепенно уменьшается. В частности, при $d_0 = 2x_0^0$ равно 0,06.

При отношениях удельных сопротивлений, отличных от 0 и ∞ , отмеченная выше зависимость координаты x_0^0 от d_0 сохраняется, за исключением малых значений d_0 , при которых координата x_0^0 меняет знак, то есть

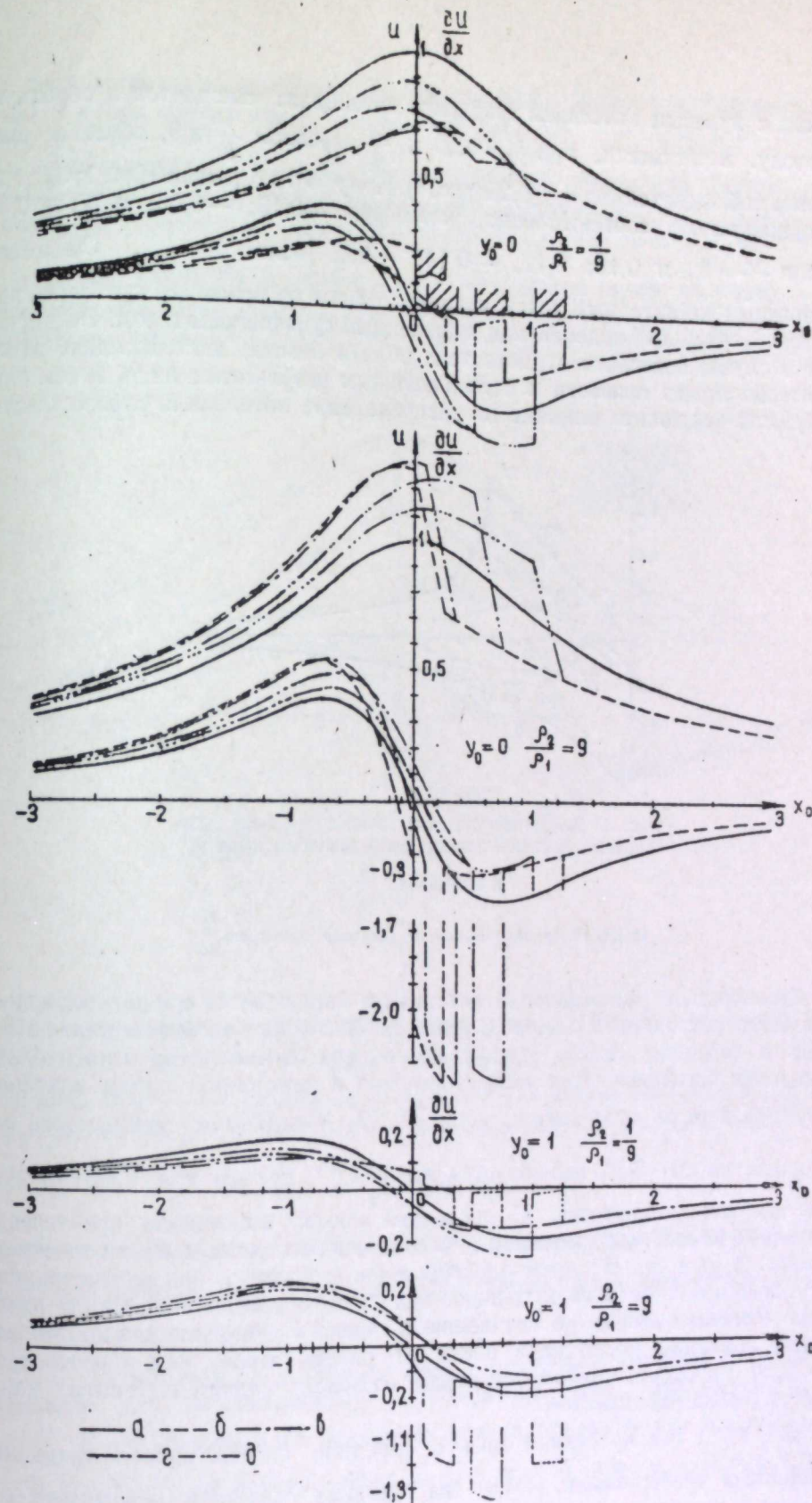


Рис. 3. Кривые потенциала и градиента потенциала по направлению оси X .
 a — изотропная среда; $б$ — вертикально-слонстая среда; $в$ — $d_0 = 0$, $г$ — $d_0 = 0,1$, $д$ — $d_0 = 0,5$,
 $е$ — $d_0 = 1,0$.

точка с нулевым значением градиента потенциала смещается в обратную сторону. В частности, при $h_0=0,25$ и $\frac{\rho_2}{\rho_1}$, равном $\frac{1}{9}$ и 9, обратное смещение наблюдается при $d_0 < 0,25$ (рис. 4). При $y_0=0$ и d_0 , равном 0; 0,1; 0,5; 1,0, координаты x_0^0 , соответственно, равняются: -0,13; -0,03; 0,17; и 0,08 (если $\frac{\rho_2}{\rho_1}=9$) и 0,15; 0,17; -0,14; -0,05 (если $\frac{\rho_2}{\rho_1}=\frac{1}{9}$). Смещение указанных характерных точек является одним из основных критериев при интерпретации наблюдений над заряженным сульфидным телом. Очевидно, что в случае залегания рудного тела вблизи пласта, использование этого критерия может привести к положительным результатам лишь в том случае, если исключить влияние на распределение потенциала самого пласта.

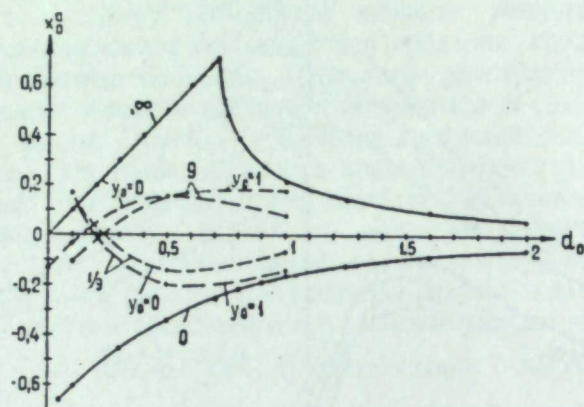


Рис. 4. Величина смещения точки с нулевым значением градиента потенциала в зависимости от d_0 и отношения $\frac{\rho_2}{\rho_1}$.

Цифры на кривых обозначают величину отношения $\frac{\rho_2}{\rho_1}$.

Своеобразное распределение потенциала наблюдается при расположении точечного источника в пласте ρ_2 (рис. 5). В случае расположения источника в середине пласта кривая потенциала симметрична относительно эпицентра источника. Для рассматриваемой и изотропной среды значения потенциала мало отличаются, если $\frac{\rho_2}{\rho_1} > 1$. Между тем, уменьшение потенциала на 20—30% наблюдается при $\frac{\rho_2}{\rho_1} < 1$, причем над пластом кривая заметно уплощается. С последней кривой потенциала практически совпадает кривая, построенная для асимметричного расположения точечного источника (рис. 5). В случае плохопроводящего пласта, при асимметричном расположении точечного источника, над пластом кривая потенциала имеет резко отличную форму по сравнению с кривой потенциала для изотропной среды. Значение потенциала слева от пласта выше, чем в изотропной среде, и, наоборот, понижается справа от пласта, причем потенциал изменяется резко над пластом.

При $\frac{\rho_2}{\rho_1} > 1$ и источнике тока в середине пласта кривая градиента потенциала претерпевает разрыв на границах пласта и пересекает ось абсцисс в эпицентре источника (рис. 5). Экстремумы кривой находятся вне пласта на расстоянии $0,8z_0$ от эпицентра источника. Совершенно иной вид кривая имеет в области пласта при асимметричном положении источ-

ника. Над пластом абсолютное значение градиента резко увеличивается, причем в целом кривая имеет сходство с кривыми при источнике вне пласта (см. рис. 3).

В случае проводящего пласта для описываемых положений точечного источника форма кривых градиента практически одинакова, но кривые как бы смещены относительно друг друга и пересекают ось абсцисс в разных точках.

Изменение градиента по направлению оси Y можно видеть на рис. 6, 7. Вследствие симметрии точка с нулевым значением градиента потенциала совпадает с эпицентром источника, как и в случае изотропной среды.

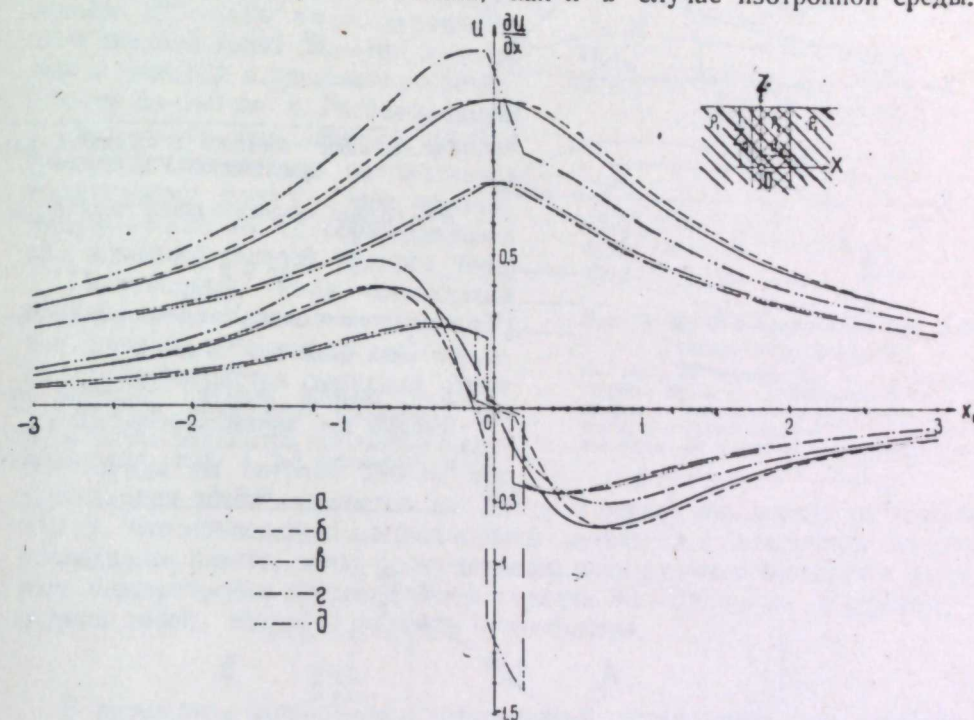


Рис. 5. Кривые потенциала и градиента потенциала по оси X . Источник тока в пласте ρ_2 ($\frac{\rho_2}{\rho_1}$ равно $\frac{1}{9}$ и 9; $y_0=0$).

a — изотропная среда; $б-д$ — вертикально-слоистая среда; $б-а$ — источник тока в середине пласта; $б-\frac{\rho_2}{\rho_1}=9$, $а-\frac{\rho_2}{\rho_1}=\frac{1}{9}$; $з, д$ — источник тока вблизи границы пласта ($d_0=0,2$); $з=\frac{\rho_2}{\rho_1}=9$, $д-\frac{\rho_2}{\rho_1}=\frac{1}{9}$.

В зависимости от величины отношения $\frac{\rho_2}{\rho_1}$, значение градиента потенциала больше или меньше, чем для изотропной среды. Как изменяется поле в зависимости от y_0 и x_0 при постоянных $\frac{\rho_2}{\rho_1}$ и h_0 , можно видеть на рис. 6, Б, на котором представлены кривые отношения значений градиента потенциала для рассматриваемой и изотропной сред. Например, при $\frac{\rho_2}{\rho_1}=\frac{1}{9}$, $h_0=0,25$ указанное отношение изменяется от 0,8 ($y_0=0,2$) до 0,68 ($y_0=2$) при $x_0=0$; от 0,44 ($y_0=0,2$) до 0,74 ($y_0=3$) при $x_0=0,6$; от 0,54 ($y_0=0,2$) до 0,77 ($y_0=3$) при $x_0=1$.

В случае положения источника тока в середине пласта, изменение потенциала в направлении оси Y ясно из рис. 7. Лишь отметим, что влия-

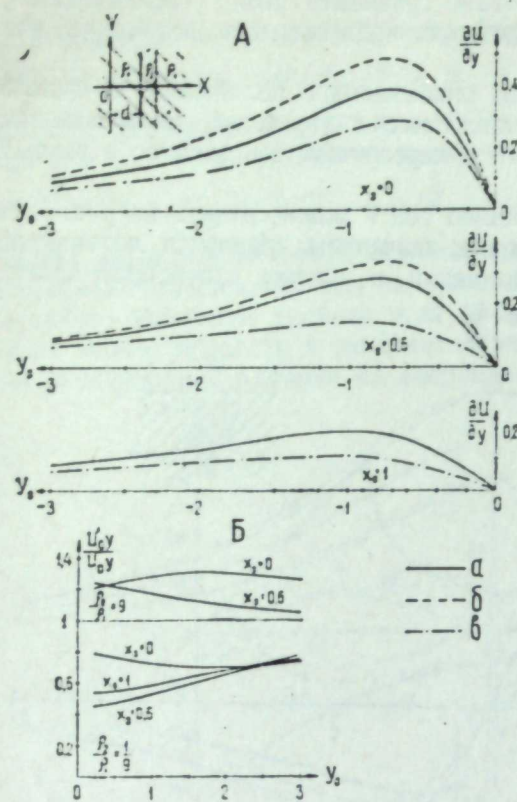


Рис. 6. Поле точечного источника в направлении оси Y .

А — кривые градиента потенциала ($\frac{\rho_2}{\rho_1}$ равно 9 и $\frac{1}{9}$).
 а — изотропная среда; б, в — вертикально-слоистая среда: б — $\frac{\rho_2}{\rho_1} = 9$, в — $\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{1}{9}$;
 Б — отношение значений градиента потенциала для вертикально-слоистой (u'_y) и изотропной (u'_{oy}) сред при различных x_0 .

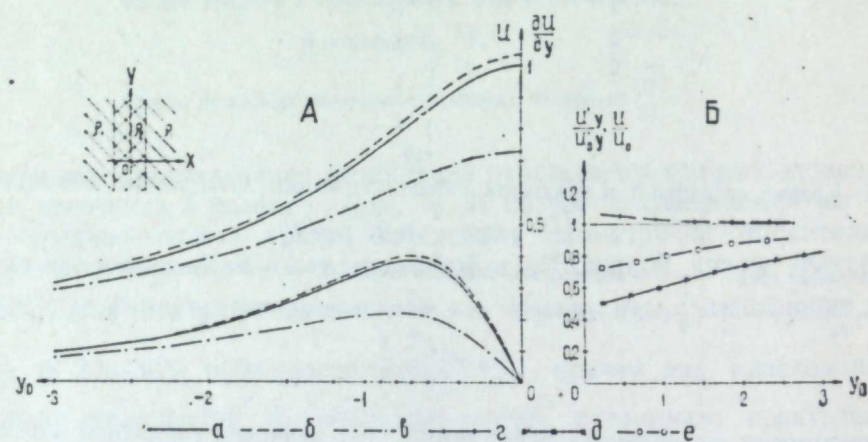


Рис. 7. Поле точечного источника, помещенного в середине пласта, по оси Y ($x_0 = 0$).

А — кривые потенциала и градиента потенциала ($\frac{\rho_2}{\rho_1}$ равно 9 и $\frac{1}{9}$);
 Б — отношение значений потенциала и градиента потенциала вертикально-слоистой и изотропной сред в зависимости от y_0 ($\frac{\rho_2}{\rho_1}$ равно 9 и $\frac{1}{9}$);
 а — изотропная среда; б, в — вертикально-слоистая среда: б — $\frac{\rho_2}{\rho_1} = 9$, в — $\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{1}{9}$;
 г, д — отношение значений градиента потенциала: г — $\frac{\rho_2}{\rho_1} = 9$, д — $\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{1}{9}$; е — отношение значений потенциала при $\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{1}{9}$.

ние пласта на распределение потенциала уменьшается с увеличением y_0 (см. рис. 7, Б). Но оно остается достаточно большим даже при $y_0 = 3$, если пласт характеризуется повышенной проводимостью.

Для примера опишем результаты исследований методом заряда, выполненных на Гайском месторождении (рис. 8). Кривые градиента потенциала в западной половине профиля сильно искажены вследствие неоднородного геoeлектрического строения. Максимум кривой градиента совпадает с выходом на дневную поверхность пласта с удельным электрическим сопротивлением 500—1000 ом·м, ограниченного мощной зоной (50—100 м) рыхлых отложений с удельным сопротивлением 5—100 ом·м. Расположенный к востоку от него минимум кривой градиента потенциала соответствует проводящему пласту — зоне проседания ($\rho = 5 \div 25$ ом·м), образовавшейся над железной шляпой рудного тела.

По-видимому, из-за совместного влияния рядом расположенных пластов низкого и высокого сопротивления не наблюдается смещения точки с нулевым значением градиента относительно эпицентра источника в случае заряда на глубине 200 м. Эта характерная точка смещается на 200 м к западу при заряде на глубине 340 м, что объясняется расположением источника в наклонном мощном проводящем пласте; внизу он представлен околорудными породами с удельным электрическим сопротивлением порядка 30—100 ом·м, в середине — рудной зоной, вверху — рыхлыми отложениями.

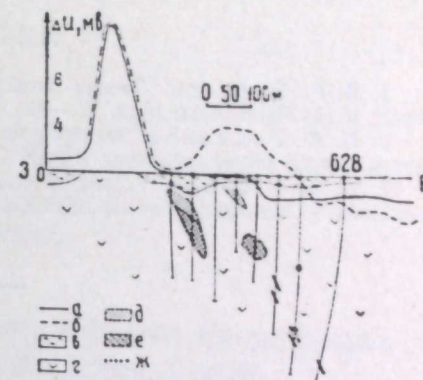


Рис. 8. Кривые градиента потенциала. Гайское месторождение.

а — заряд на глубине 340 м; б — заряд на глубине 200 м; в — мезо-кайнозойские отложения; г — палеозойские вулканогенные породы; д — бурые железняки; е — сульфидные руды; ж — граница коры выветривания.

В результате выполненных исследований установлено, что вертикальный пласт, расположенный в изотропной среде, сильно влияет на распределение потенциала поля точечного источника, погруженного на глубину (см. рис. 2, 3).

В среде ρ_1 , в которой находится источник, потенциал уменьшается или увеличивается, если коэффициент k_{12} , соответственно, меньше или больше нуля. При этом положении источника в среде ρ_2 (за пластом) поле всегда понижается, причем величина его не зависит от d_0 и характера (знака k_{12}) пласта, то есть как более, так и менее проводящий пласт одинаково экранируют поле. При $k_{12} = \pm 1$ в среде ρ_2 потенциал равен нулю.

Для возмущения, вызываемого пластом, характерно смещение точки с максимальным значением потенциала (нулевым значением градиента) по направлению оси X относительно эпицентра источника. Величина и направление смещения зависят от d_0 , h_0 и $\frac{\rho_2}{\rho_1}$ (см. рис. 4). Эту особенность поля всегда следует иметь в виду, чтобы не допустить ошибки при интерпретации полевых наблюдений методом заряда. В направлении оси Y точка с максимальным значением потенциала совпадает с эпицентром источника, как и в изотропной среде. Однако кривые потенциала и градиента потенциала для рассматриваемой и изотропной сред не подобны между собой.

Очевидно, что все установленные особенности поля точечного источника на дневной поверхности верны и для безграничной среды. Поэтому при

характеристике поля в скважинах могут быть использованы вычисленные выше значения потенциала и градиента потенциала, а также вытекающие из них выводы, если пренебречь влиянием поверхности раздела земля—воздух. При этом за единицу измерения расстояний принимается расстояние между источником и исследуемой скважиной, в долях которого выражаются все линейные величины.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Р. Бурснан. Теория электромагнитных полей, применяемых в электроразведке. Ч. 1. Постоянные поля. Л.—М., ГТТИ, 1933.
2. П. Ф. Родионов. Электроразведка колчеданных месторождений Урала методом заряда. Труды Ин-та геофизики УФАИ СССР, вып. 1, Свердловск, 1959.
3. А. С. Семенов. Теория метода заряженного тела в применении к эквипотенциальным проводникам. Мат-лы ВСЕГЕИ. «Геофизика». Сб. 13. М., Госгеолгиздат, 1948.

А. Г. КРАСНОБАЕВА

ПОЛЕ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА В ПРИСУТСТВИИ ПРОВОДЯЩИХ ТЕЛ ПО ДАННЫМ ЭЛЕКТРОМОДЕЛИРОВАНИЯ

Описываются результаты лабораторных работ с погруженным на глубину источником электрического тока применительно к поискам колчеданных тел в области скважин методом заряда.

Вычисление электрического поля точечного источника в присутствии тел сложной формы или группы тел представляет значительные математические трудности. Некоторую характеристику этого поля можно получить путем электро моделирования. Описание результатов электро моделирования в водной среде применительно к поискам колчеданных тел методом заряда в области скважин и является целью настоящей статьи. Несмотря на упрощение условий опыта, в результате проведенных исследований получены закономерности, представляющие интерес в методическом отношении.

Известно, что для большинства колчеданных месторождений Урала характерны линзовидные или пластообразные тела, отношение мощности которых к длине по простиранию чаще колеблется в пределах $1/5—1/15$. В связи с этим, в качестве моделей проводящих тел использованы металлические пластинки размером $100 \times 100 \times 10$ и $50 \times 100 \times 10$ мм. Удельное электрическое сопротивление воды составляло $37 \text{ ом} \cdot \text{м}$. При измерениях использовали стандартную аппаратуру переменного тока. Питание осуществлялось от звукового генератора ЗГ-10; наблюдения проводили с помощью лампового вольтметра МВЛ-3. Для согласования выхода генератора с входом лампового вольтметра, по предложению Г. В. Астраханцева, приемную и питающую цепи включали через симметрирующие изолир-трансформаторы. Чтобы уменьшить влияние частоты 50 гц , трансформатор в измерительной цепи настраивали на частоту 215 гц , причем входное сопротивление измерительной цепи составляло 100 ком .

Электрическое поле точечного источника в основном изучалось в среде (воде). Лишь в небольшом объеме выполнены исследования на поверхности воды — для подтверждения закономерностей в распределении потенциала, наблюдавшихся при полевых исследованиях. Целью лабораторных работ являлось изучение распределения потенциала электрического поля точечного источника в зависимости от его глубины и положения по отношению к модели. В среде измерялся потенциал по вертикальным линиям («скважинам») относительно фиксированной точки на поверхности воды, а при поверхностных наблюдениях — главным образом гра-

диент потенциала с расстоянием между приемными электродами в 1 см. Погрешность измерений не превышала 5% для «скважинных» наблюдений и 3% — при измерениях на поверхности воды. Аномальный эффект оценивался следующим образом:

$$\eta = \frac{U - U_0}{U_0^{max}} \cdot 100\%,$$

где η — коэффициент относительной аномалии;

U — потенциал (градиент потенциала) аномального поля (в присутствии модели);

U_0 — потенциал (градиент потенциала) нормального поля;

U_0^{max} — максимальное значение потенциала (градиента потенциала) в нормальном поле.

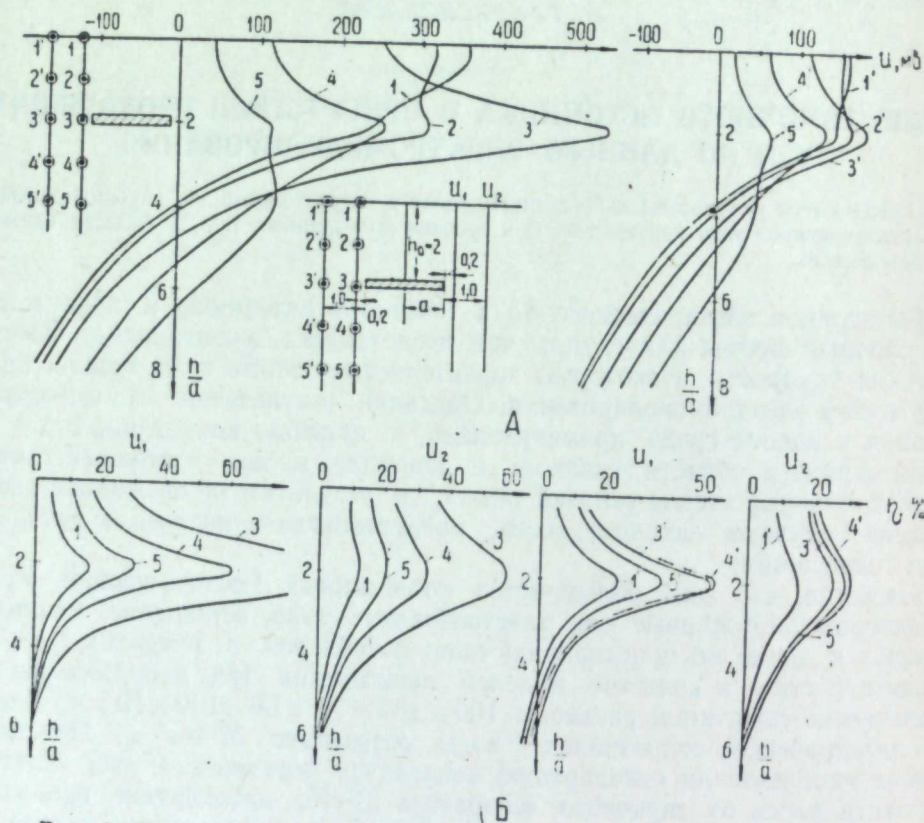


Рис. 1. Поле точечного источника в присутствии горизонтальной пластинки.

А — кривые потенциала; Б — кривые относительной аномалии;

$a = 5$ см; $I = 40$ ма.

Наблюдения по вертикальным профилям («скважинам»). Известно, что угол падения колчеданных тел Урала варьирует в пределах $0-90^\circ$. Поэтому в методическом отношении представляет интерес изучение электрического поля точечного источника в зависимости от угла падения рудного тела.

На рис. 1 представлены кривые потенциала суммарного и аномального полей, измеренные в присутствии горизонтальной пластинки¹. При этом точечные источники (1—5, 1'—5') и линии наблюдений U_1 , U_2 сов-

¹ На рисунках и в тексте за единицу линейных размеров принята половина длины модели ($a = 5$ см).

падали с вертикальной плоскостью, пересекающей модель по средней линии, то есть условия опыта были оптимальными.

В описываемом опыте наибольшая интенсивность аномалии наблюдается при положении источника тока в точке 3: 116% по линии U_1 и 60% по линии U_2 . Вследствие влияния дневной поверхности потенциал по линии U_2 достигает максимума при более глубоком погружении источника (4'). Возмущение поля уменьшается при других положениях точечного источника. Например, в случае источника 3' интенсивность аномалии по линии U_2 равняется 30%, причем нарушение в распределении потенциала уверенно прослеживается лишь по кривым аномального поля. Заметно снижается аномальный эффект в случае расположения точечных источников выше и ниже модели.

При смещении точечного источника по горизонтали в сторону от осевой плоскости (рис. 2) поле существенно изменяется: при положении

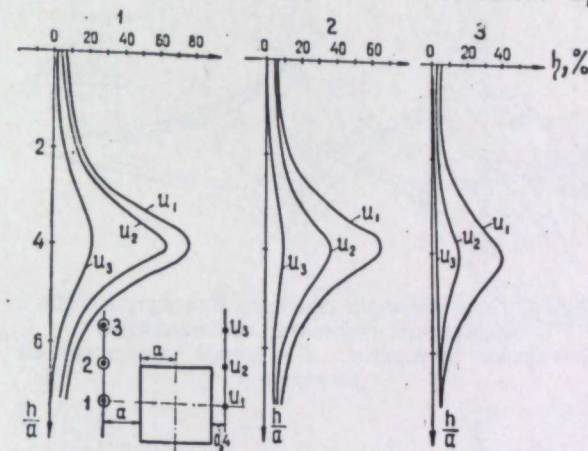


Рис. 2. Кривые относительной аномалии.

источника в точке 1 интенсивность аномалии по профилям U_1 и U_3 составляет, соответственно, 75 и 20%. Еще более резкое ослабление возмущения поля замечается при источнике 3 (в стороне от пластинки). В этом случае интенсивность аномалии достигает 40% по линии U_1 , а по линии U_3 близка к нулю. Таким образом, возмущение поля точечного источника в присутствии горизонтальной пластинки прослеживается лишь в том случае, если пластинка находится вблизи или пересекает плоскость, с которой совпадает линия наблюдений и точечный источник. Из описанного опыта вытекает, что в общем случае только при проведении наблюдений в трех-четырех скважинах, пробуренных вокруг рудного тела, можно быть уверенным, что оно будет обнаружено.

Рассмотрим распределение потенциала поля точечного источника в присутствии системы проводников (рис. 3). Размеры нижней пластинки $100 \times 100 \times 10$, верхней $50 \times 100 \times 10$ мм. При расстоянии между пластинками $0,8a$ наблюдаемое поле характерно для влияния сплошного проводника. Если расстояние между пластинками увеличивается до $1,4a$, последние выделяются раздельно при положениях источника 1, 2, 3. Таким образом, пластинки можно уверенно выделить при условии, что расстояние между ними не менее чем в 3 раза больше расстояния между линией измерений и ближними к ней концами пластинок.

При изучении поля точечного источника в присутствии наклонных пластинок (рис. 4) точечные источники и линии наблюдений располагались в вертикальной плоскости, проходящей по средней линии пластинки на расстояниях

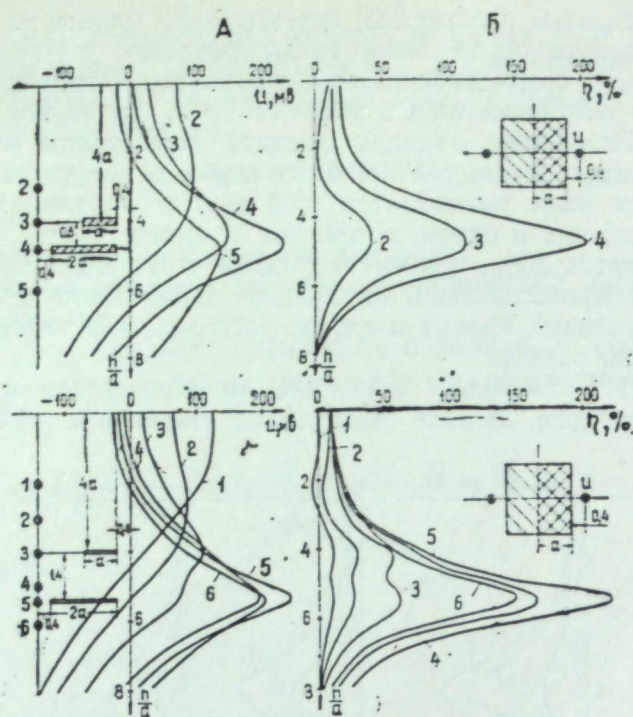


Рис. 3. Поле точечного источника в присутствии двух параллельных горизонтальных пластинок. А — кривые потенциала; Б — кривые относительной аномалии.

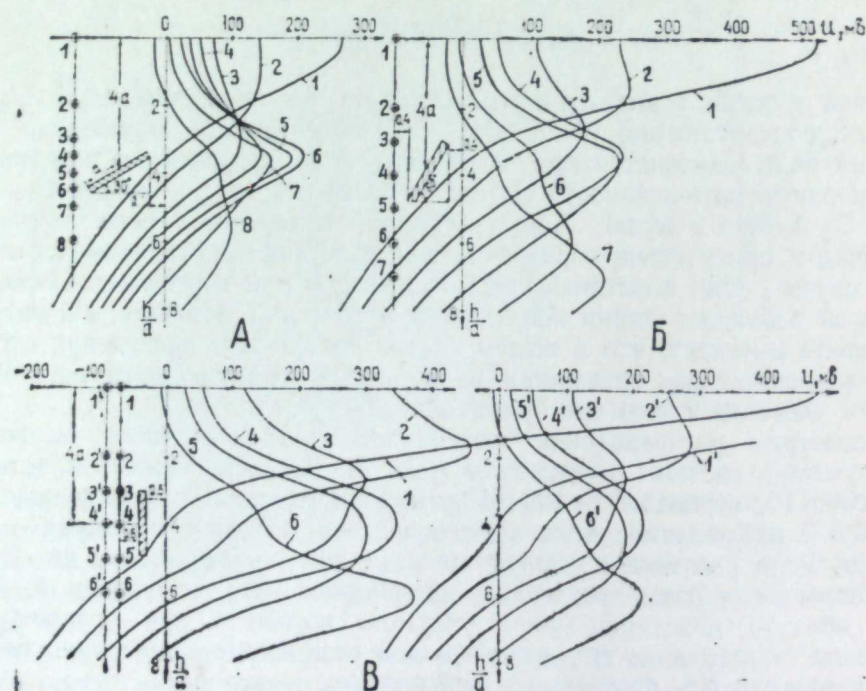


Рис. 4. Кривые потенциала для точечного источника в присутствии наклонных пластинок. А — $\alpha = 30^\circ$; Б — $\alpha = 60^\circ$; В — $\alpha = 90^\circ$.

0,4 a и a . Пластика, расположенная под углом 30° (рис. 4, А), начинает проявляться на кривой суммарного поля (U_1) при источнике 3, находящемся на расстоянии 0,5 a выше верхнего ее конца. С погружением источника тока максимум на кривых потенциала смещается к верхнему концу модели, причем наибольшее возмущение поля замечается для источника 6. При наклоне пластины под углом 60° (рис. 4, Б) ее влияние заметно начиная с зарядов, расположенных на уровне верхнего края (3). Очевидно, что максимальное влияние модели на распределение потенциала точечного источника будет при зарядах 6 и 7, находящихся на продолжении ее длинной оси. В случае вертикальной пластины (рис. 4, В)

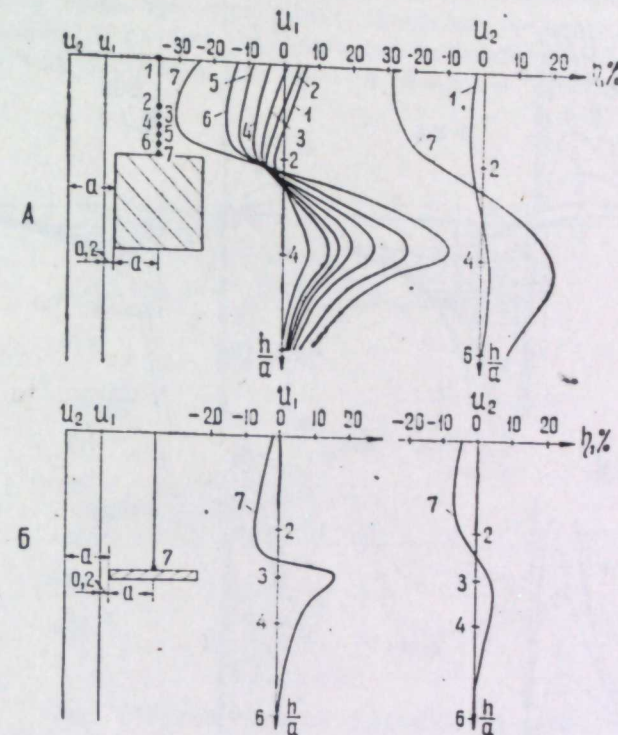


Рис. 5. Кривые относительной аномалии. А — над вертикальной пластиной; Б — над горизонтальной пластиной.

характерно появление на кривой потенциала выполюженных участков, по которым можно оценить размеры проводника. Эти участки прослеживаются при всех положениях источника выше и ниже пластины; при зарядах 4 и 5 над пластиной отмечается широкий максимум. С удалением зарядной линии характер поля имеет тот же вид, но значение потенциала уменьшается. Вертикальная пластина достаточно отчетливо выделяется даже при источниках 1 и 2, несмотря на значительные расстояния между моделью и источником. Это обусловлено тем, что точечные источники находятся на продолжении длинной оси модели, то есть в направлении максимальной ее поляризации. В связи с этим, целесообразно рассмотреть предельные случаи влияния проводников, когда первичное поле совпадает с направлением длинной оси модели или перпендикулярно ему (рис. 5). Когда источник почти касается проводника, аномалия составляет 50% (линия U_1) для вертикальной и 15% для горизонтальной пластины. При этом вертикальная пластина достаточно уверенно выделяется лишь при источнике 5, отстоящем от верхней кромки проводника на 0,4 a . Это

обстоятельство следует учитывать при поисках рудных тел в призабойных частях скважины. Как видно из рис. 5, при расположении источника тока и линии наблюдений по одну сторону от проводника, аномальное поле имеет отрицательный знак; когда они находятся по обе стороны от проводника, аномальное поле положительно. Смена знака аномального поля при наблюдениях в скважинах указывает на соседство рудного тела и должна учитываться при интерпретации.

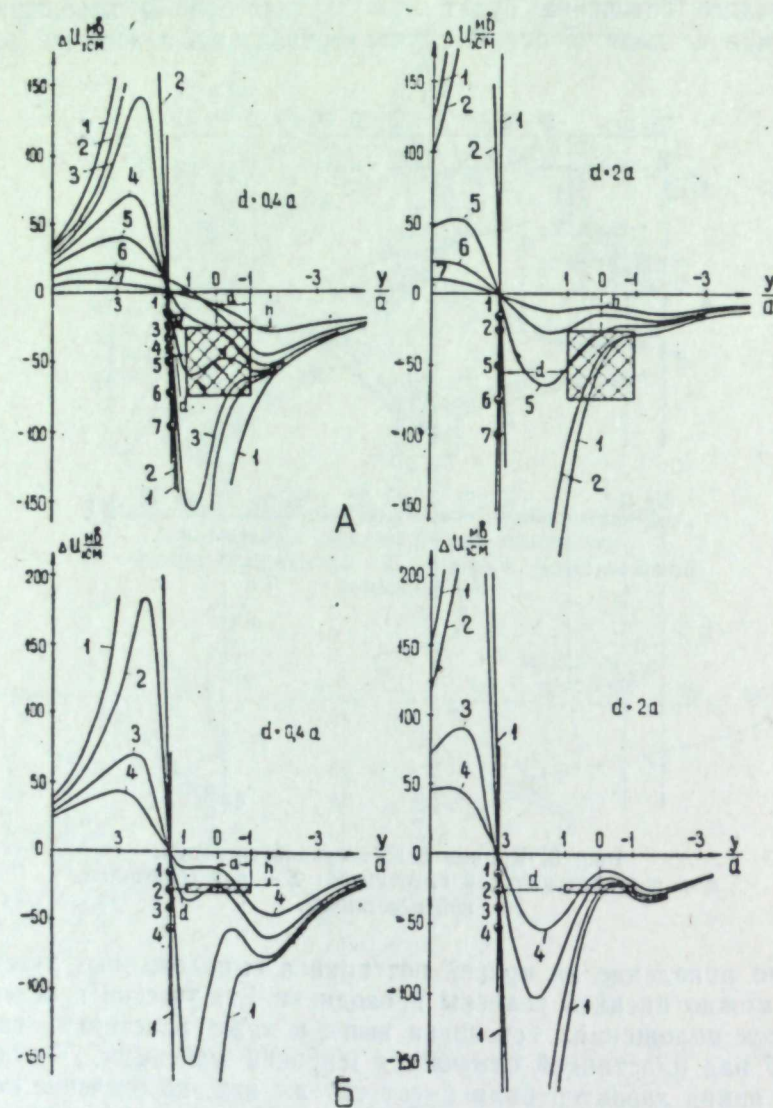


Рис. 6. Кривые градиента потенциала поля точечного источника. А — над вертикальной пластинкой; Б — над горизонтальной пластинкой.

Наблюдения на поверхности воды. Как уже указывалось, для проверки некоторых закономерностей в распределении потенциала на дневной поверхности в зависимости от положения источника тока по отношению к проводнику выполнены опыты при погруженных в воду электродах.

Кривые градиента потенциала при различных положениях точечного источника относительно проводника пересекают ось абсцисс над эпицентром источника. Исключением является случай вертикального проводника

($d=0,4a$); источник тока при этом находится в точке 6. Левые ветви кривых потенциала в первом приближении (с точностью 10—15%) совпадают с соответствующими кривыми нормального поля. Между тем, правые ветви кривых градиента (в области пластинки) резко отличаются от кривых нормального поля: а) уменьшением абсолютного значения градиента в первичном экстремуме¹ и смещением его в сторону проводника; б) увеличением абсолютного значения градиента во вторичном экстремуме².

Ниже кратко рассмотрим закономерности поля точечного источника над вертикальной и горизонтальной пластинками.

Вертикальная пластинка (рис. 6, А). Интенсивное искажение поля замечается лишь при положении точечного источника на уровне центра проводника и глубже; при этом для источников 5—7 резко уменьшается первичный экстремум при $d=a$ и $d=2a$ и полностью исчезает

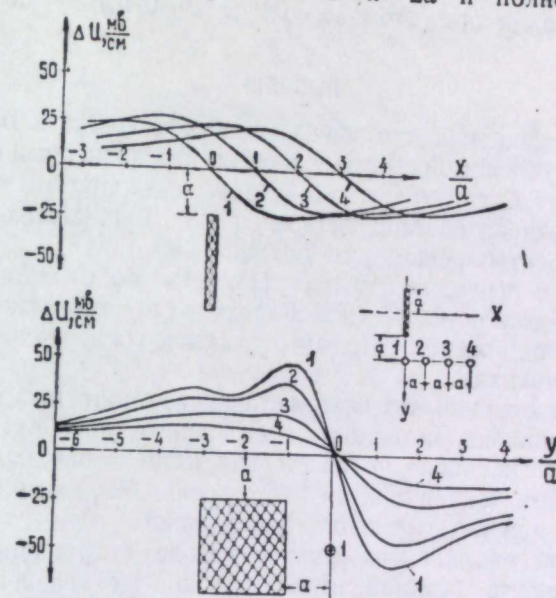


Рис. 7. Кривые градиента потенциала над вертикальной пластинкой.

при $d=0,4a$. Аномальный эффект достигает максимума при источниках, находящихся между центром и нижней кромкой (ближе к нижней кромке) проводника, что отмечают Г. П. Саховцев и А. А. Редозубов. Относительная величина аномалии равняется 64% (источник тока в точке 6, $d=0,4a$). С увеличением d , вследствие влияния границы раздела, максимум аномального поля наблюдается при положении источника в точке 7: для $d=a$ $\eta=55\%$; для $d=2a$ $\eta=22\%$. По всем зарядным линиям видна зависимость смещения вторичных экстремумов от глубины погружения источника и d . Так, при $d=0,4a$ максимум отмечается на расстоянии 0,2 и 0,6 a от удаленного края пластинки, соответственно, при источниках 3 и 7. Для $d=a$ от 0,25 a (3) до 0,6 a (7); для $d=2a$ от 0,5 a (3) до 0,6 a (7).

Для опыта, результаты которого представлены на рис. 7, описанные выше закономерности электрического поля справедливы лишь для источников 1 и 2, когда на кривых градиента можно выделить локальную

¹ Понимается экстремум градиента потенциала в нормальном поле.

² Понимается экстремум аномального поля (в области удаленного от источника края проводника).

аномалию, вызванную влиянием пластинки ($\eta_1=38$, $\eta_2=36\%$). В остальных случаях наблюдается общее снижение значений градиента по сравнению с нормальным полем на 20—30%. Кстати заметим, что такой же вид кривых градиента будет и над двухслойной средой при увеличении мощности верхнего, более проводящего слоя.

В электрическом поле над горизонтальной пластинкой (рис. 6, Б) интенсивное возмущение замечается при положении точечного источника в точке 2 и глубже; оно выражается в резком уменьшении величины первичного экстремума и смещении его к ближайшему от источника краю пластинки. На кривой градиента в случае источника 4 ($d=0,4a$) первичный экстремум полностью исчезает. Положение экстремумов зависит от глубины точечного источника и величины d . В рассмотренных опытах пластинка наиболее четко выделяется при источнике 3. Величина относительной аномалии при этом: $\eta=64\%$ ($d=0,4a$); $\eta=50\%$ ($d=a$); $\eta=33\%$ ($d=2a$).

ВЫВОДЫ

1. При расположении источника тока в скважинах и наблюдениях в скважинах в условиях однородной среды незаряженный проводник типа пластинки может быть выявлен по кривым суммарного поля, если расстояние от источника и линии наблюдений до ближайших границ проводника не превышает половины его длины.

2. Вытянутые проводники в электрическом поле поляризуются в направлении длинных осей. Следовательно, при расположении точечного источника на продолжении последних условия обнаружения проводников наиболее благоприятны.

3. При расположении точечного источника и линии наблюдений по одну сторону от проводника, потенциал аномального поля имеет отрицательный знак; аномальное поле положительно, если проводник располагается между источником тока и линией наблюдений. Эту закономерность следует учитывать при интерпретации наблюдений.

4. В качестве нормального поля в методе погруженных электродов можно использовать неаномальную ветвь кривой градиента потенциала. Учет влияния поверхностных неоднородностей может быть произведен с помощью одновременного сопоставления значений градиента потенциала, измеренного при разных глубинах точечного источника.

5. В условиях изотропной среды при определенных условиях, описанных выше, проводник типа пластинки, залегающий на глубине, равной половине его длины, вызывает заметное нарушение в распределении поля на дневной поверхности лишь в случае положения источника тока на уровне центра проводника и глубже.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. К. Козырин. Некоторые результаты проведения электроразведки из скважины. Сб. «Вопросы разведочной геофизики». Труды СГИ им. В. В. Вахрушева, вып. 34, М., Госгеолтехиздат, 1959.
2. П. Ф. Родионов. Электроразведка колчеданных месторождений Урала методом заряда. Труды Ин-та геофизики УФАИ СССР, вып. 1, Свердловск, 1959.

П. Ф. РОДИОНОВ

К ИНТЕРПРЕТАЦИИ АНОМАЛЬНОГО ПОЛЯ НАД ЗАРЯЖЕННЫМИ ВЫТЯНУТЫМИ ПРОВОДНИКАМИ

В статье рассматривается методика интерпретации аномального поля над заряженными вытянутыми проводниками, имеющими падение. Предлагаемая автором методика основана на изучении закономерностей поля заряженного эллиптического цилиндра.

Пусть заряженный горизонтальный бесконечный эллиптический цилиндр с большой полуосью b и малой полуосью c расположен в изотропном полупространстве (рис. 1). Потенциал на плоской дневной поверхности при учете влияния поверхности раздела земля—воздух удвоением выражается следующим образом:

$$U = \frac{\rho i}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\lambda}{\sqrt{(b^2+\lambda)(c^2+\lambda)}} = \frac{\rho i}{4\pi} \operatorname{Arch} \frac{\sqrt{b^2+\lambda}}{b^2-c^2}, \quad (1)$$

где ρ — удельное электрическое сопротивление среды;

i — сила тока, стекающего с единицы длины эллиптического цилиндра;

λ — наибольший корень уравнения

$$\frac{x^2}{c^2+\lambda} + \frac{z^2}{b^2+\lambda} = 1.$$

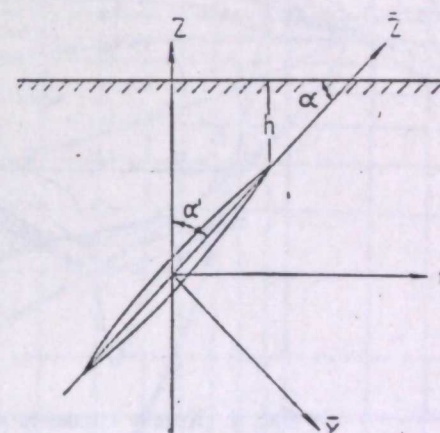


Рис. 1. Схема расположения осей координат.

Зависимость координат $\bar{x}$, $\bar{z}$ от координат x , z и угла α' имеет вид:

$$\bar{x} = x \cos \alpha' - z \sin \alpha'$$

$$\bar{z} = x \sin \alpha' + z \cos \alpha'.$$

Значение градиента потенциала по оси X

$$\frac{\partial U}{\partial x} = \frac{\rho i}{4\pi} 2 \left(\frac{\bar{z} \sin \alpha'}{b^2+\lambda} + \frac{\bar{x} \cos \alpha'}{c^2+\lambda} \right) \frac{1}{\sqrt{(b^2+\lambda)(c^2+\lambda)}} \cdot \frac{1}{\frac{\bar{z}^2}{(b^2+\lambda)^2} + \frac{\bar{x}^2}{(c^2+\lambda)^2}}. \quad (2)$$

По формуле (2) вычислены значения градиента потенциала по оси X для эллиптического цилиндра с полуосями $b=1$; $c=0,05$ при условии, что коэффициент $\frac{\rho i}{4\pi}=1$.

Результаты вычислений нанесены на рис. 2 в линейном масштабе и на рис. 3, 4, 5 в логарифмическом масштабе. За начало координат принято: на рис. 2 — ближний к плоскости наблюдений фокус сечения цилиндра, на рис. 3, 4, 5 — пересечение кривой градиента с осью абсцисс. Ниже рассмотрим основные особенности поля.

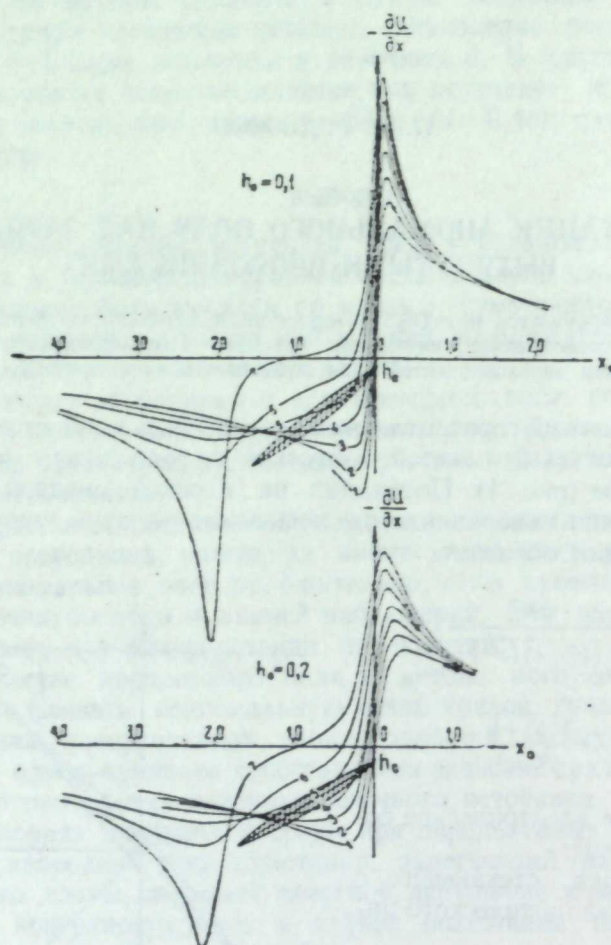


Рис. 2. Кривые градиента потенциала по поперечному профилю при различных углах наклона большой оси сечения эллиптического цилиндра.
Углы наклона α : 1 — 90° , 2 — 75° , 3 — 60° , 4 — 45° , 5 — 30° , 6 — 15° , 7 — 0° .

Как видно на рис. 2, при $\alpha=0^\circ$ кривая градиента потенциала пересекает ось абсцисс над проекцией верхнего конца малой оси сечения цилиндра. При увеличении угла α эта характерная точка кривой градиента смещается по направлению к верхнему фокусу сечения цилиндра и практически располагается над ним, если $\alpha \geq 60^\circ$. При $\alpha=90^\circ$ пересечение кривой градиента с осью абсцисс совпадает с проекцией верхнего конца большой оси сечения цилиндра.

Характерной особенностью поля при $0 < \alpha < 90^\circ$ является асимметрия кривых градиента. Асимметрия заметна даже при относительной глубине $h_0=h:b=1$, где h — расстояние от плоскости наблюдений до верхнего фокуса сечения цилиндра. Асимметрия кривых градиента выражена наиболее резко при углах наклона α в интервале $15-60^\circ$. О степени асимметрии поля можно судить по отношению абсолютных значений в экстремумах:

h_0	0°	15°	30°	45°	60°	75°	90°
0,1	1,0	2,5	2,8	2,7	2,10	1,40	1,0
0,2	1,0	1,8	2,06	2,0	1,65	1,35	1,0
0,4	1,0	1,4	1,55	1,54	1,40	1,20	1,0
0,6	1,0	1,25	1,37	1,35	1,25	1,15	1,0
1,0	1,0	1,15	1,20	1,19	1,13	1,08	1,0

При $\alpha=30^\circ$ и $h_0=1$ указанное отношение достигает 1,2. При больших углах наклона ($\alpha \geq 60^\circ$) и малых h_0 на ветви кривой градиента со стороны внешнего бока замечается характерное, хотя и незначительное, локальное

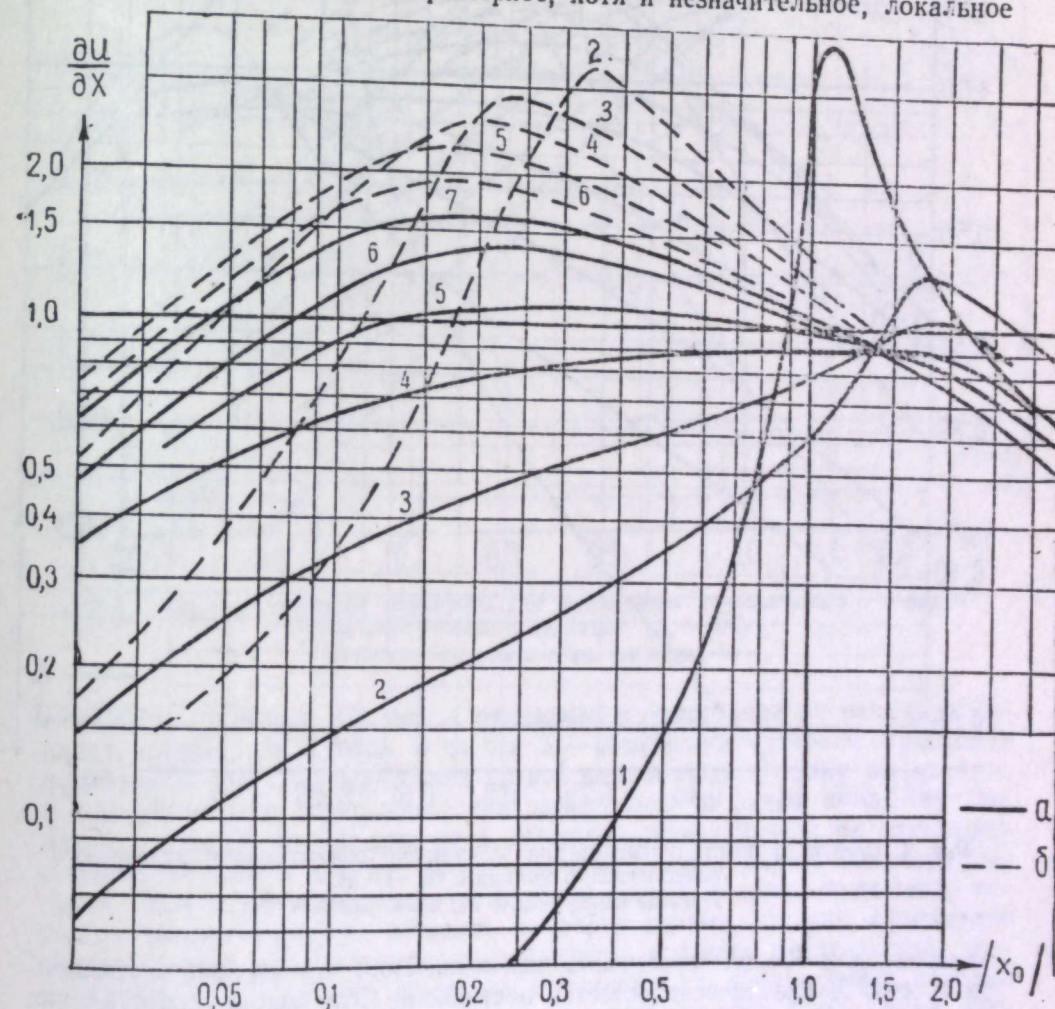


Рис. 3. Палетка градиента потенциала для заряженного горизонтального бесконечного эллиптического цилиндра ($h_0=0,1$).
 $\alpha = \left| \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{x < 0}$; $\delta = \left| \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{x > 0}$. Углы наклона α : 1 — 90° , 2 — 75° , 3 — 60° , 4 — 45° , 5 — 30° , 6 — 15° , 7 — 0° .

увеличение абсолютного значения градиента. При уменьшении угла α этот экстремум постепенно исчезает, а кривая градиента выполаживается. При угле наклона $0-30^\circ$ абсолютное значение градиента снова повышается над нижним концом цилиндра (рис. 2—5). Кстати заметим, что, учитывая эту особенность кривой градиента, можно найти приближенное положение нижнего конца пологого ($\alpha < 30^\circ$) заряженного проводника.

Рассматривая кривые градиента у экстремума, расположенного со стороны лежащего бока проводника, нетрудно заметить, что прямолинейные части внутренних ветвей кривых практически параллельны независимо от угла наклона. При этом, если угол $\alpha > 45^\circ$, то разность между абсциссами

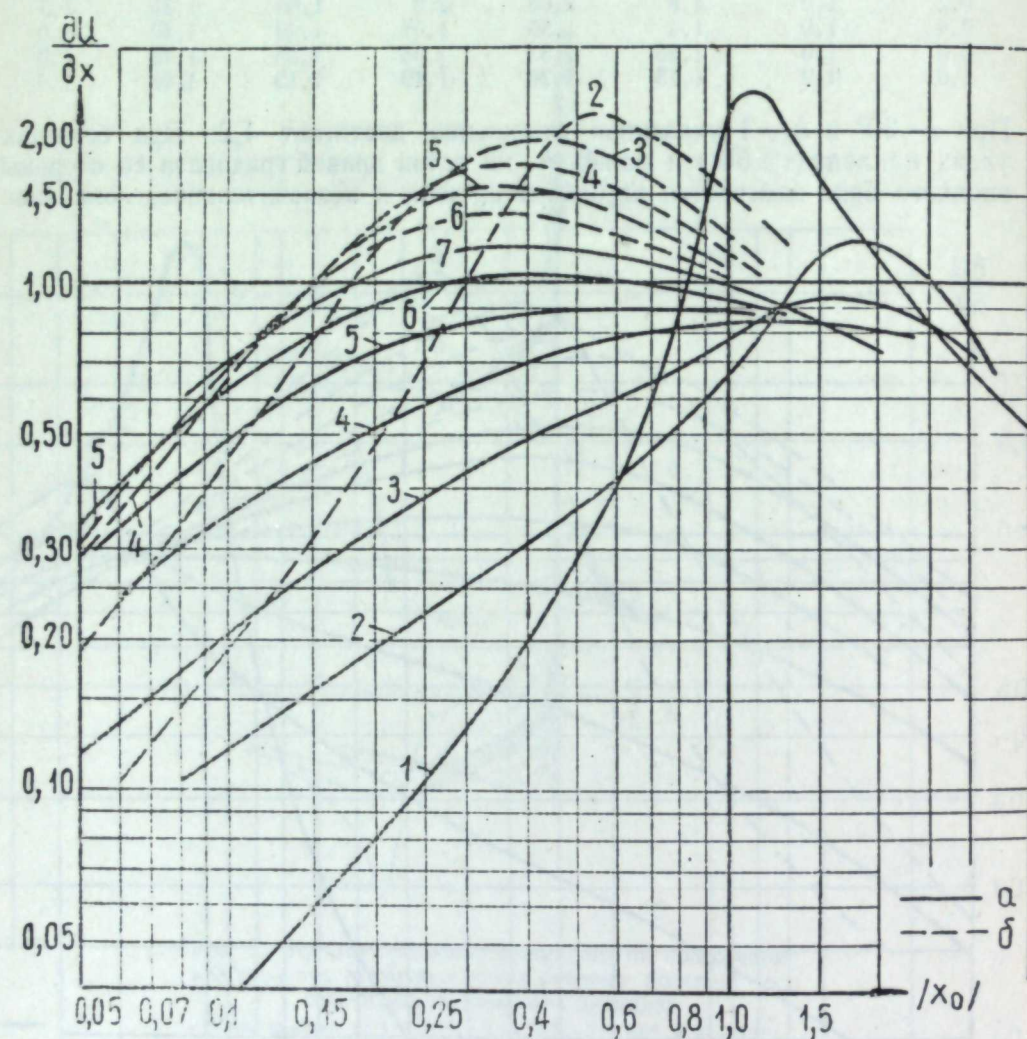


Рис. 4. Палетка градиента потенциала для заряженного горизонтального бесконечного эллиптического цилиндра ($h_0 = 0,2$).
Условные обозначения те же, что на рис. 3.

экстремума и точкой пересечения прямолинейного отрезка кривой градиента с осью X практически остается постоянной. Эта закономерность, как показали экспериментальные работы над моделями в баке, сохраняется также для вытянутых по простиранию проводников ограниченной длины [1]. Учитывая указанную закономерность, при определении приближенного значения h для крутопадающих ($\alpha > 45^\circ$) проводников, можно пользоваться

ся номограммой, на которой представлена зависимость h от относительной координаты x_0^* экстремума кривой градиента потенциала для вертикальных проводников [1, 2].

Интерпретация кривых градиента в общем случае может быть произведена по логарифмическим палеткам (рис. 3—5). Опишем способ пользования палетками. Прежде всего, результаты измерения градиента потенциала по поперечному интерпретационному профилю наносим на бланк логарифмической бумаги, принимая за начало координат точку с нулевым

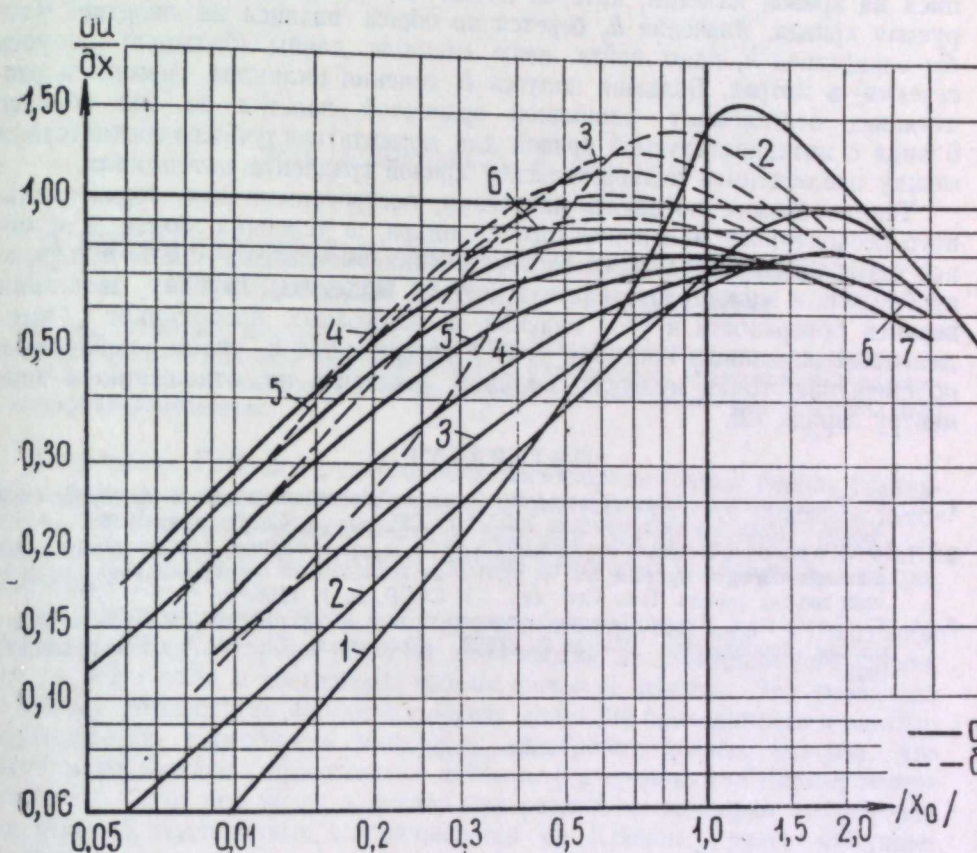


Рис. 5. Палетка градиента потенциала для заряженного горизонтального бесконечного эллиптического цилиндра ($h_0 = 0,4$).
Условные обозначения те же, что на рис. 3.

значением градиента. По оси X откладываем расстояние от начала координат до наносимой точки, а по оси Z — абсолютное значение градиента потенциала. Бланк с нанесенной кривой накладываем на одну из палеток и передвигаем его (при соблюдении параллельности линий координат палетки и бланка) до тех пор, пока интерпретируемая кривая не совпадает с одной из кривых или не займет положение между двумя кривыми палетки. При совмещении интерпретируемой кривой с кривыми палетки основное внимание следует обращать на форму кривых, так как, вследствие неоднородного строения вмещающей среды, а также неидеальной проводимости тела, значение градиента потенциала в экстремумах нередко отклоняется от вычисленного для эквипотенциального проводника, расположенного в однородной изотропной среде. В практике очень редки случаи, чтобы одновременно совпадали обе ветви кривой градиента. Поэтому практически приходится каждую ветвь кривой интерпретировать

раздельно, а для b , h и α брать среднее из двух значений. Для пологих проводников более близкие к истинным значения получаются при интерпретации ветви кривой градиента, расположенной над глубинной частью заряженного проводника, то есть со стороны его висячего бока.

Интерпретируемую кривую следует сравнить с кривыми различных палеток, чтобы подобрать наилучшее соответствие между интерпретируемой и палеточной кривыми. Этот случай и используется при определении искомых величин. Угол падения α проводника находится по надписи на кривой палетки, которой лучше всего соответствует интерпретируемая кривая. Значение h_0 берется по общей надписи на палетке. Чтобы определить h , надо найти цену единицы длины (большую полуось сечения) в метрах. Большая полуось b сечения цилиндра равняется расстоянию, отсекаемому единичной ординатой палетки на оси абсцисс бланка с интерпретируемой кривой для момента наилучшего соответствия между наблюдаемой и теоретической кривой градиента потенциала.

Таким образом, пользуясь палетками, построенными для горизонтального бесконечного эллиптического цилиндра, в условиях более или менее однородного геоэлектрического строения вмещающей среды в первом приближении можно определить длину по падению, глубину залегания верхней поверхности и угол падения жиллообразных проводников. Определенный описанным способом угол α сравнивается с углом, найденным по смещению точки нулевого значения градиента по отношению к эпицентру заряда [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. П. Ф. Родионов. Электроразведка методом заряда колчеданных месторождений Урала. Труды Ин-та геофизики УФАИ СССР, вып. 1, Свердловск, 1959.
2. П. Ф. Родионов. Опыт определения азимута и угла падения сланцеватости вмещающих пород и рудных тел на уральских колчеданных месторождениях по данным метода заряда. Изв. Сиб. отд. АН СССР, № 1, 1958.
3. А. С. Семенов. Теория метода заряженного тела в применении к эквипотенциальным проводникам. Мат-лы ВСЕГЕИ. «Геофизика». Сб. 13. М., Госгеолгиздат, 1948.

П. Ф. РОДИОНОВ, Л. Н. ГОЛУБЕВ

О ГЕОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ СТРОЕНИИ И ПРИРОДЕ АНОМАЛИЙ ПРОВОДИМОСТИ ГАЙСКОГО РУДНОГО ПОЛЯ

Охарактеризовано геоэлектрическое строение Гайского рудного поля по материалам электрокаротажа и наземной электроразведки. С учетом нового представления о геоэлектрическом строении оценивается разрешающая способность метода изолиний, ВЭЗ и электропрофилирования.

В пределах Гайского рудного поля электроразведочные работы различными методами выполнены в большом объеме. В процессе проверки перспективных аномалий проводимости и разведки месторождений пробурено значительное количество скважин, многие из которых исследованы электрокаротажом КС и ПС.

На основании обработки материалов электрокаротажа и наземной электроразведки авторами изучены особенности геоэлектрического строения рудного поля и составлены геоэлектрические разрезы. Это позволило по-новому рассмотреть вопрос о природе аномалий проводимости и оценить разрешающую способность некоторых электроразведочных методов, что имеет методическое и практическое значение (материалы по Гайскому месторождению были положены в основу при разработке методики геофизических поисков колчеданных месторождений на Южном Урале). Обсуждение результатов выполненных авторами исследований и является целью статьи. При этом использованы фондовые материалы Гайской геологоразведочной и Южноуральской геофизической экспедиций.

Краткая геоэлектрическая характеристика рудного поля. Гайское рудное поле приурочено к брахиантиклинальной складке, сложенной палеозойскими породами карамалыташской¹ и улутауской свит, которые обнажаются или близко подходят к дневной поверхности в центре рудного поля. На остальной его площади палеозой перекрыт мезо-кайнозойскими отложениями, характеризующимися низким удельным электрическим сопротивлением (порядка 10 ом·м). Мощность осадков мезо-кайнозоя изменяется от 0 до 70 м. Над ядром складки, сложенным породами рудовмещающей толщи (альбитофирами и их туфами, туфобрекчиями, туфами смешанного состава), мощность мезо-кайнозоя не превышает 10 м; она достигает 20—40 м лишь над железными шляпами рудных тел, где при окислении сульфидных руд происходит оседание пород. На крыльях складки, где развиты отложения надрудной толщи,

¹ По представлениям некоторых геологов, баймак-бурибайской свиты.

представленной преимущественно спилитами, диабазами, диабазовыми порфиритами и их туфами, мощность мезо-кайнозойских отложений, как правило, более 20 м, местами 50—70 м.

Сульфидное оруденение приурочено к рудовмещающей толще и тяготеет к контакту ее с надрудной толщей. Рудные тела линзообразной или пластообразной формы вытянуты по простиранию и залегают преимущественно согласно с вмещающими породами [1]. Угол падения рудных тел изменяется в широких пределах.

Породы надрудной толщи массивны; они хлоритизированы, эпидотизированы, карбонатизированы и окварцованы. Влияние рудного метаморфизма слабо выражено и заметно лишь в непосредственном контакте с рудным телом. Удельное электрическое сопротивление пород надрудной толщи изменяется от 1600 до 7000 ом·м. Лишь отдельные разновидности порфиритов, происхождение которых не выяснено, характеризуются более высоким сопротивлением $(1\div3)\cdot 10^4$ ом·м. По-видимому, это обусловлено карбонатизацией и окварцеванием пород. Среднее сопротивление пород надрудной толщи в целом равняется 2200 ом·м¹. Более высокой электропроводностью отличаются породы рудовмещающей толщи. Удельное электрическое сопротивление измененных альбитофиров и их туфов 100—2150 ом·м, а туфов смешанного состава 420—5300 (в среднем 2150) ом·м. Среднее сопротивление пород рудовмещающей толщи в целом составляет 900 ом·м. Низкое удельное электрическое сопротивление рудовмещающих пород обусловлено их интенсивным метаморфизмом; они обогащены сульфидами, рассланцованы и нередко превращены в серицито-кварцевые породы и даже сланцы.

Обратным соотношением удельных сопротивлений надрудные и рудовмещающие породы характеризуются в зоне выветривания. Породы надрудной толщи сверху превращаются в структурные глины ($\rho = 10\div30$ ом·м) и разрушенные каолинизированные породы, удельное сопротивление которых 100—500 ом·м. Мощность коры выветривания достигает 60 м. Окварцованные породы рудовмещающей толщи в зоне выветривания сохраняют крепость, но становятся более пористыми вследствие выщелачивания сульфидов и неустойчивых минералов. По данным вертикального электротзондирования указанные породы обладают высоким удельным электрическим сопротивлением 500—2000 ом·м. На типичных схематических геоэлектрических разрезах (рис. 1, Б; 2, Б), построенных по профилям I и II ВЭЗ (см. рис. 3) видно, что околорудные породы рудовмещающей толщи характеризуются низким средним сопротивлением ($\rho < 300$ ом·м). Диаграммы КС в этой зоне характеризуются частыми колебаниями кажущегося сопротивления от 10—40 до 300—500 ом·м. Описываемая зона низких сопротивлений по профилю II прослеживается на глубину вдоль контакта надрудной и рудовмещающей толщ. В зоне выветривания вблизи рудной залежи породы сильно разрушены под воздействием грунтовых вод, обогащенных серной кислотой, благодаря чему они становятся более электропроводными. Однако на некотором удалении от рудной залежи удельное сопротивление рудовмещающих пород резко повышается. Породы надрудной толщи, развитые висячем боку рудной залежи, характеризуются следующими электрическими свойствами: а) низким удельным сопротивлением в зоне выветривания, имеющей значительную мощность; б) высоким удельным электрическим сопротивлением ($\rho > 2200$ ом·м) на глубине. На разрезе по профилю I (рис. 2, Б),

¹ Л. Н. Голубев. Удельное электрическое сопротивление и естественная поляризация вмещающих пород и колчеданных руд Гайского месторождения. Рукопись. Свердловск, Фонды Ин-та геофизики УФАИ СССР, 1960.

в общем аналогичном описанному выше, обращают на себя внимание низкие удельные сопротивления пород рудовмещающей и надрудной толщ к западу от рудного тела. На этом участке Гайская антиклиналь осложняется серией тектонических нарушений и синклиналий. Здесь все породы подверглись интенсивному изменению под воздействием гидротермальных растворов, а также кислых грунтовых вод. Породы надрудной толщи обладают высокой электропроводностью, так как они превращены в структурные глины или сильно разрушены на глубину до 75 м. Сопротивление рудовмещающих пород, судя по диаграммам КС,

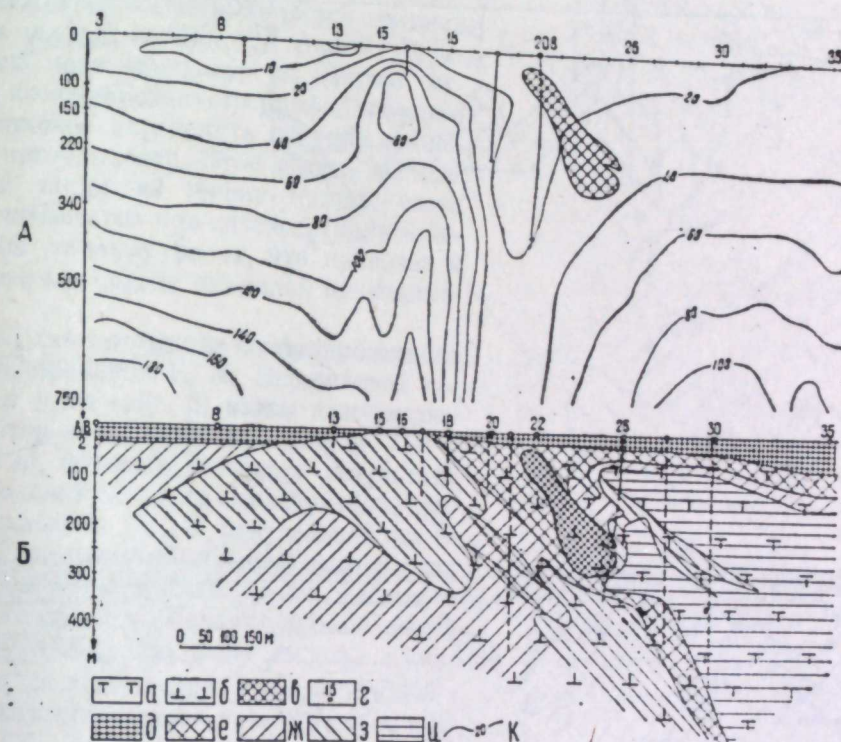


Рис. 1. Профиль II.
А — вертикальный разрез кажущихся сопротивлений; Б — геоэлектрический разрез;
а — породы надрудной толщи; б — породы рудовмещающей толщи; в — сульфидное оруденение ($\rho = 0,04 \div 30$ ом·м); г — точки ВЭЗ; д — и — зоны с удельным сопротивлением: д — 5—8 ом·м, е — 30—300 ом·м, ж — 300—900 ом·м, з — 900—2200 ом·м, и — больше 2200 ом·м; к — изолинии.

в этой части разреза часто изменяется от 20 до 300 ом·м, причем такой характер кривых КС прослеживается на глубину свыше 300 м. Резкое колебание сопротивления вообще характерно для рудоносной зоны; оно замечается также вблизи выклинок рудных тел. Это обусловлено неравномерной рассланцованностью и распределением кварца, серицита и, в особенности, сульфидов. Этот признак может быть использован для обнаружения околорудных пород вблизи скважин.

Обсуждение результатов электроразведки. На Гайском рудном поле выполнена в сравнительно большом объеме электроразведка методом изолиний, комбинированного профилирования, вертикального электротзондирования, заряда и др. Результаты исследований рассмотрим в свете новых представлений о геоэлектрическом строении рудного поля.

Вне ядра брахискладки, где мощность электропроводных рыхлых отложений превышает 30 м, электрическое поле в методе изолиний спокойно и близко к теоретическому нормальному полю. В пределах ядра складки при работах методом изолиний выявлены интенсивные аномалии проводимости, при проверке которых в большинстве случаев (~70%) встречены рудные тела. Но в этих зонах, как уже отмечалось, мощность электропроводных рыхлых отложений достигает 20—50 м по сравнению

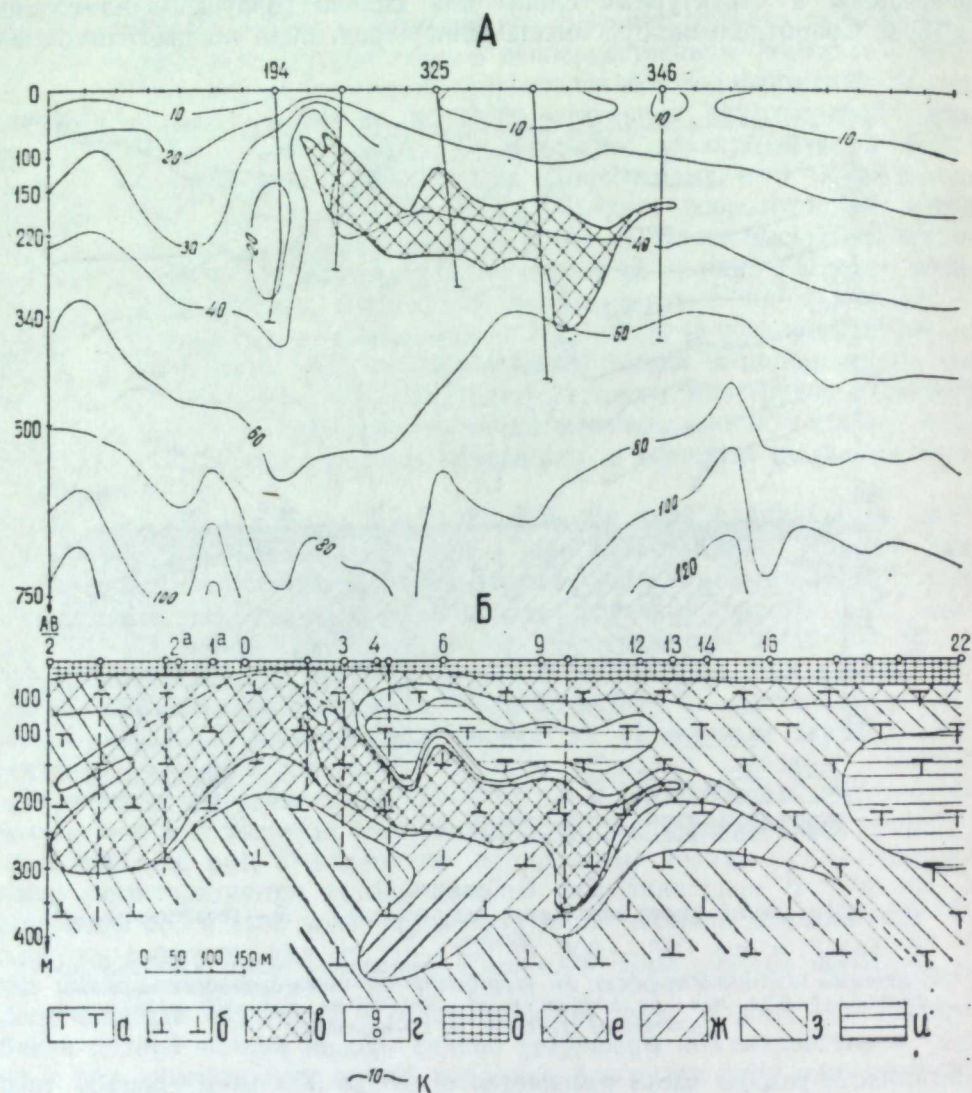


Рис. 2. Профиль I.

А — вертикальный разрез кажущихся сопротивлений; Б — геоэлектрический разрез; а — к — то же, что на рис. 1.

с 10 м в других местах. В связи с этим возникает вопрос о природе аномалий проводимости. Судя по большой интенсивности возмущения и резкому изменению горизонтальных градиентов потенциала, аномалии в основном обусловлены неравномерной мощностью рыхлых отложений. Какое-то возмущение оказывает и само рудное тело; однако учесть его влияние затруднительно. Уверенно устанавливается связь аномалии про-

водимости с сульфидным оруденением южной залежи, так как мощность рыхлых отложений на этой площади более или менее равномерна.

Более сложные поля наблюдались при работах методом комбинированного профилирования из-за большой чувствительности метода к неравномерной электропроводности верхних слоев, а также вследствие экранирующих эффектов. Поэтому, наряду с аномалиями проводимости, совпадающими с рудными залежами, были выявлены нерудные аномалии, обусловленные неравномерной электропроводностью верхних слоев. Установлена значительно большая протяженность аномалий по сравнению с контурами рудных залежей. Из-за экранирующих эффектов и сложного геоэлектрического строения не выявляется северная часть южной залежи [2]. Анализ материалов показывает, что по данным метода комбинированного профилирования невозможно определить природу аномалий проводимости. Этот вывод, вытекающий также из теории метода, часто не учитывается при интерпретации материалов полевых работ, что приводит к ошибкам в оценке аномалий проводимости.

По данным метода комбинированного профилирования Е. М. Вишняковой построено план (рис. 3) изометрического сопротивления (при АВ, равном 400 и 1000 м), который отражает результаты наблюдений по схеме симметричного профилирования [3]. В центральной части рис. 3 выделяется область высоких сопротивлений ($\rho > 100$ ом·м) сложного очертания; она совпадает с ядром Гайской брахискладки. На фоне высоких кажущихся сопротивлений ρ зоны оседания над рудными телами выделяются по низким значениям ρ (20—50 ом·м). К западу и востоку от ядра складки значение кажущегося сопротивления колеблется от 20 до 100 ом·м. Контурные зоны с высокими и низкими значениями ρ достаточно хорошо коррелируются соответственно с зонами малых и больших мощностей рыхлых отложений, определенных по материалам картировочного и поисково-разведочного бурения. Это и следовало ожидать, так как при разное АВ=400÷1000 м кажущееся сопротивление определяется в основном параметрами (h, ρ) мезо-кайнозойских отложений и в меньшей мере параметрами коры выветривания. Влияние на распределение потенциала пород более глубоких горизонтов практически незаметно, ибо в противном случае над ядром складки прослеживался бы минимум кажущегося сопротивления, а на крыльях складки, наоборот, максимум ρ . В результате картировочного и поискового бурения, проведенного для проверки зон максимумов ρ с целью поисков рудовмещающих пород, установлено, что северо-запад-

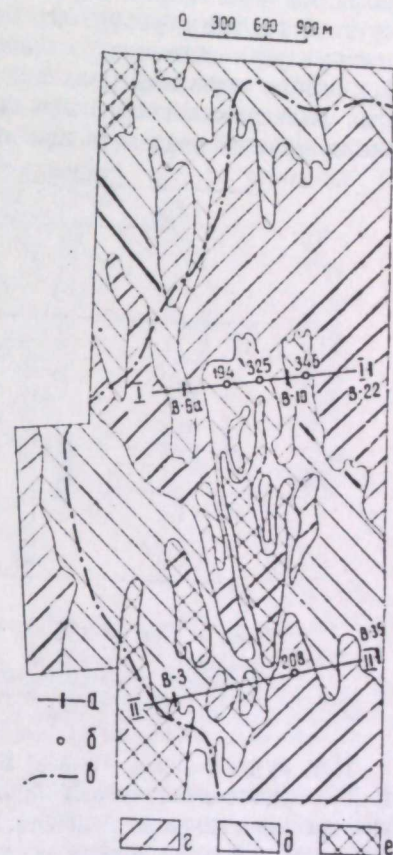


Рис. 3. Схематический план кажущихся сопротивлений (по Е. М. Вишняковой).

а — профили ВЭЗ; б — устья скважин; в — граница пород улутауской свиты; г — зоны с кажущимся сопротивлением: г — 20—50 ом·м, д — 50—100 ом·м, е — свыше 100 ом·м.

ный и юго-западный максимумы ρ совпадают с зонами уменьшения мощности мезо-кайнозойских отложений, под которыми залегают кремнистые сланцы и туффы улуtausкой свиты. При разбуривании аномалий проводимости (свыше 10), расположенных вне ядра складки, обнаружено относительное увеличение мощности рыхлых отложений.

Чтобы оценить разрешающую способность вертикального электротондирования в отношении поисков колчеданных тел и классификации аномалий проводимости, рассмотрим материалы, полученные по упомянутым выше профилям (рис. 4, рис. 1, А). Кривая ВЭЗ В-3 имеет трехслойный характер типа Н, где первому маломощному (~ 1 м) слою соответствуют высохшие рыхлые отложения, второму — мезо-кайнозойские осадки и рыхлые образования коры выветривания, а третьему — слабо разрушенные породы коры выветривания и неизменные коренные породы. Последний слой иногда удается разделить при интерпретации кривых ВЭЗ.

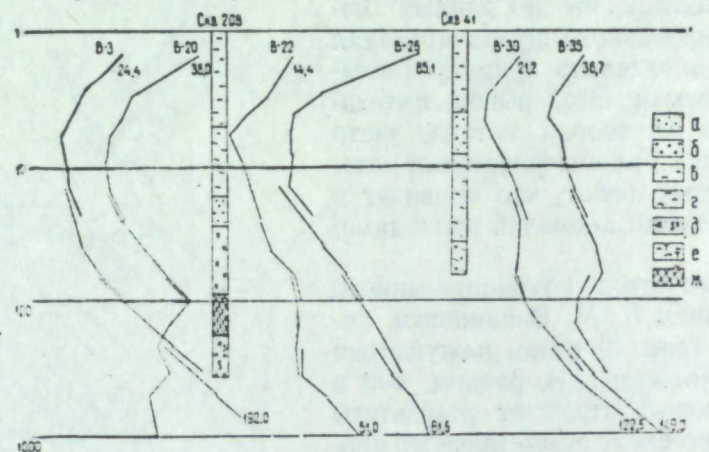


Рис. 4. Кривые ВЭЗ по профилю II (по Е. М. Вишняковой).
а — пески; б — галечники; в — глина бурая; г — глина пестроцветная;
д — породы рудовмещающей толщи; е — выветрелые породы надрудной
толщи; ж — сульфидное оруденение.

Над рудной зоной кривые ВЭЗ наиболее близки к типу НКН (В-20, В-22). Аналогична форма кривых В-30 и В-35 и других, расположенных на значительной площади вдали от рудной зоны, где до глубины 500—600 м сульфидное оруденение, несомненно, отсутствует. При интерпретации последних кривых ВЭЗ установлено, что проводящий слой, залегающий на глубине порядка 100 м, приурочен к нижней части коры выветривания. Повышение электропроводности пород коры выветривания здесь происходит за счет кислых вод, текущих из рудной зоны по направлению к купоросному озеру, где они выходят на дневную поверхность. В соответствии с указанной интерпретацией, аномальную зону следовало бы проверять бурением на глубину до 150 м. Разумеется, данными электро-разведки нельзя обосновать бурение более глубоких скважин.

Кривые ВЭЗ (рис. 2, 5), расположенные над северным рудным телом, имеют ряд особенностей. Так, кривые В-6а, В-14 и В-29 типичны для трехслойного (нормального) геоэлектрического разреза (тип Н). Над рудной зоной, залегающей на глубине порядка 100 м, замечается отчетливое влияние глубинного проводника (кривые В-1, В-3, тип НКН), причем, минимум ρ на кривой В-1 при разносах АВ=200—300 м усиливается за счет бокового влияния мощной зоны коры выветривания, развитой к западу от точки ВЭЗ. Слабое влияние рудного тела отмечается на кривых В-6 и В-9. Таким образом, из описания типичных кривых

ВЭЗ можно сделать следующие основные выводы: а) над южным рудным телом, на котором колчеданы залегают на глубине 60—70 м, замечается резко выраженное, характерное для влияния локального проводника изменение кривых ВЭЗ (тип НКН); б) на северном профиле прослеживается отчетливое влияние рудного тела, если сульфиды залегают на глубине порядка 100 м; аномалия еле заметна, если глубина до рудного тела 125—150 м; в) кривые ВЭЗ типа Н наиболее характерны для поверхностных (нерудных) аномалий проводимости.

Следовательно, несмотря на благоприятные геологические условия (пологое залегание рудных тел, значительная протяженность их), глубинность вертикального электротондирования применительно к поискам собственно рудных тел в гайских условиях не превышает 150 м. При изучении материалов, частично описанных выше, установлено, что вертикальное электротондирование нельзя использовать для непосредственных поисков глубинных (>100 —150 м) колчеданных тел в условиях типа

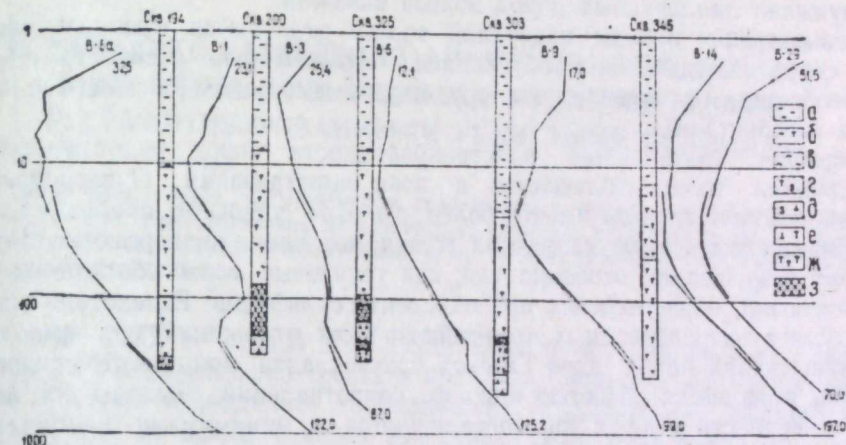


Рис. 5. Кривые ВЭЗ по профилю I (по Е. М. Вишняковой).
а — наносы; б — каолинизированные основные породы; в — структурные глины; г — измененные породы надрудной толщи; д — измененные породы рудовмещающей толщи; е — туф смешанного состава; ж — породы надрудной толщи; з — сульфидное оруденение.

гайских. Однако вертикальное электротондирование целесообразно применять для поисков глубокозалегающих электропроводных пород рудовмещающей толщи, имеющих большую протяженность. В частности, рудовмещающая минерализованная толща в условиях Гая отмечается на глубине 200—250 м. Изучение многочисленных материалов показывает, что только по данным вертикального электротондирования удается разделить влияние проводящих пород зоны оседания над рудным телом и самого рудного тела.

Ошибки в интерпретации аномалий проводимости происходят из-за отклонения от общепринятой методики интерпретации, в частности, из-за недооценки интерпретации кривых ВЭЗ. В практике нередко ограничиваются лишь рассмотрением вертикальных разрезов кажущихся сопротивлений, причем иногда исходят из неверного положения, считая все зоны относительно низких сопротивлений, выделяющиеся при разносах АВ >500 м, перспективными для поисков глубинных проводников.

Метод заряда успешно использовался при прослеживании встреченного при бурении оруденения. Приведем некоторые факты, которые не получили достаточного освещения в литературе. При заземлении в северном рудном теле удалось проследить рудное тело, залегающее на глубине 200 м под слоем слабопроводящих пород надрудной толщи (мощностью

около 125 м) и 75-метровым слоем коры выветривания и мезо-кайнозойских отложений. Имеются примеры обнаружения рудных тел, залегающих на глубине до 100 м при зарядах в рудовмещающих породах на расстоянии 150—300 м от рудного тела. В случае применения последней разновидности метода заряда замечалось сильное влияние на распределение потенциала неоднородного геоэлектрического строения мезо-кайнозойских отложений.

ВЫВОДЫ

Сравнительно высокая электропроводность неветрелых рудовмещающих пород обусловлена региональным и рудным метаморфизмом, причем рудовмещающая толща в целом характеризуется резким изменением сопротивлений, особенно по нормальному к кливажу направлению. Эта особенность геоэлектрического строения прослеживается также вблизи выклинок рудоносных зон. Указанный признак может быть использован для обнаружения околорудных пород вблизи скважин.

Неветрелые породы надрудной толщи отличаются высоким удельным сопротивлением, что обусловлено ограниченным распространением и своеобразным проявлением околорудного метаморфизма (обогащение кварцем и карбонатами).

Обратное соотношение электропроводности пород рудовмещающей и надрудной толщ наблюдается в зоне выветривания. Окварцованные рудовмещающие породы имеют более высокое удельное сопротивление, чем выветрелые породы надрудной толщи; последние подвергаются интенсивному разрушению, особенно там, где грунтовые воды обогащены серной кислотой, образующейся при окислении сульфидов. Вследствие малой мощности электропроводных мезо-кайнозойских отложений над выходами рудовмещающих пород, ядро Гайской брахискладки при электропрофилеировании выделяется областью высоких сопротивлений. Выходы на дневную поверхность рудных зон коррелируются с минимумами кажущегося сопротивления, вследствие заполнения рыхлыми осадками зон оседания пород над железными шляпами. Это обстоятельство, с одной стороны, облегчает поиски рудных зон, с другой — делает невозможным использование большинства методов электроразведки для классификации аномалий проводимости. Последняя задача успешно решается только вертикальным электрозондированием.

Глубинность методов электроразведки в условиях Гайского рудного поля оценивается: 50—70 м для методов изолиний и комбинированного профилирования, 100—150 м — для вертикального электрозондирования.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Скрипиль, М. С. Недождогин, Н. А. Сибирская. Основные черты геологического строения Гайского медноколчеданного месторождения на Южном Урале. Мат-лы по геологии и полезным ископаемым Южного Урала. Вып. 2. М., Госгеолтехиздат, 1950.
2. П. Ф. Родионов. О разрешающей способности некоторых методов электроразведки применительно к поискам колчеданных месторождений Урала. Сб. «Проблемы изучения месторождений цветных металлов на Южном Урале». Труды Баш. фил. АН СССР, Уфа, 1950.
3. Е. М. Вишнякова. Опыт применения геофизических методов разведки с целью поисков колчеданных месторождений на Южном Урале. Информ. бюлл., № 2(4). Уфа, 1958 (ЮУГУ).

Б. В. КАРМАНОВ, И. А. АРДАСЕНОВ

К МЕТОДИКЕ РАЗДЕЛЕНИЯ АНОМАЛИЙ ПРОВОДИМОСТИ, ВЫЗВАННЫХ СУЛЬФИДНЫМИ РУДНЫМИ ТЕЛАМИ И ГРАФИТИЗИРОВАННЫМИ УГЛИСТЫМИ СЛАНЦАМИ

В статье показывается, что комплексом геофизических методов (эманационная съемка, вертикальное электрозондирование, металлометрия) возможно разделить аномалии проводимости, обусловленные графитизированными углистыми и углисто-кремнистыми сланцами и сульфидным оруденением.

В 1956—1957 гг. одной из партий Опытной-методической экспедиции Уральского геофизического треста в пределах Среднего и северной части Южного Урала проводились геофизические исследования, направленные на разработку методики поисков зон сульфидного оруденения на площадях, где развиты графитизированные углисто-кремнистые сланцы. В подобных геоэлектрических условиях поиски колчеданных месторождений с помощью применяемых на Урале комплексов электроразведочных методов становятся малоэффективными, так как колчеданные тела и указанные сланцы имеют одинаковый порядок сопротивлений. В результате опробования большого комплекса геофизических методов была выработана методика детального картирования полос углисто-кремнистых сланцев с помощью эманационной съемки, вертикального электрозондирования и металлометрии¹. В настоящее время наши выводы проверены в полевых партиях Уральского геологического управления на многочисленных аномалиях; получены положительные результаты.

В районах Среднего и Южного Урала (Полевском, Первоуральском, Уфалейском, Карабашском и др.) колчеданные месторождения приурочены к комплексу зеленокаменных пород, представленных преимущественно зелеными (кварцево-хлоритовыми, кварцево-серицитовыми, филлитовыми и др.) сланцами, переслаивающимися с серпентинитами и графитизированными углисто-кремнистыми сланцами. Последние картируются в виде отдельных линз или пластов шириной 10—20 м, которые, как правило, образуют полосы мощностью до 100 м, протягивающиеся на несколько километров. Опытные работы проводились в Полевском, Ревдинском, Первоуральском районах Свердловской области и в Уфалейском районе

¹ Кроме описанной методики, для поисков сульфидного оруденения среди пластов углистых сланцев возможно применение амплитудно-фазового метода, но он совершенно недостаточно опробован в условиях Урала.

Челябинской области. В процессе исследования изучены аномалии метода изолиний на площади порядка 120 км². По материалам опытно-методических работ получены следующие основные выводы:

1. Полосы графитизированных углистых и углисто-кремнистых сланцев отмечаются методом симметричного электропрофилирования и вертикального зондирования различно, в зависимости от размеров установки АВ. При разнотах АВ более 100 м над углистыми сланцами величина кажущихся сопротивлений составляет 100—200 ом·м при среднем кажущемся сопротивлении пород зеленокаменного комплекса 200—1000 ом·м. При разнотах АВ=4÷60 м углистые сланцы отмечаются зонами высоких сопротивлений (1000—2000 ом·м), тогда как при указанных разнотах кажущиеся сопротивления над зеленокаменными породами обычно не превышают 100—500 ом·м. Высокие сопротивления над графитизированными углисто-кремнистыми сланцами при малых разнотах АВ объясняются изменением структуры самих сланцев вблизи дневной поверхности: обогащением кремнеземом за счет выноса графитистого вещества и нарушением линейной ориентировки его чешуек.

2. Методом естественного электрического поля, как это указывают многие исследователи [3], над полосами углисто-кремнистых сланцев прослеживается минимум потенциала естественного поля (до 500 мВ). При этом отдельные пласты, как правило, не фиксируются, а наблюдается одна общая аномальная зона над всей полосой.

3. Методом эманионной радоновой съемки углисто-кремнистые сланцы, как было установлено Ю. П. Булашевичем¹, отмечаются отчетливыми аномалиями интенсивностью 15—80 эман при натуральном фоне 5—7 эман [1, 2]. Ширина аномалий соответствует мощности пласта сланцев. Увеличение концентрации радона в почве над углисто-кремнистыми сланцами объясняется их адсорбцией радиоактивных элементов и повышенной эманулирующей способностью.

4. Металлометрическая съемка с отбором проб из-под растительного слоя на площади свыше 150 км² показала, что над углистыми сланцами повышенной концентрации рассеянных тяжелых элементов (меди, свинца, цинка, никеля, кобальта) не отмечается. Между тем, над всеми известными колчеданными месторождениями и рудопрооявлениями, находящимися на площади съемки, наблюдается повышенное содержание хотя бы одного из элементов — свинца, цинка или меди.

Таким образом, используя методы вертикального электроразведывания и эманионной съемки и комбинируя их с металлометрией в районах Среднего и северной части Южного Урала, можно решить задачу выделения аномалий проводимости, вызванных углистыми сланцами. Комплекс этих методов необходим потому, что аномалии в методе эманионной съемки могут выявиться над породами, содержащими радиоактивные минералы, в случае повышенной эманулирующей способности почвы и в целом ряде других случаев. Эманионная аномалия только в сочетании с зоной высоких сопротивлений у поверхности и проводником на глубине и при отсутствии ореола рассеяния типоморфных элементов может быть объяснена влиянием углисто-кремнистых сланцев. При интерпретации данных эманионной съемки необходимо учитывать мощность наносов. Если мощность превышает 10—15 м, то аномалии концентрации радона в почве над углисто-кремнистыми сланцами может и не наблюдаться. Практически в рассматриваемых районах Среднего и частично Южного Урала

мощность наносов редко превышает 5 м. На основании метода вертикального зондирования возможно определить мощность наносов и тем самым решить вопрос о степени надежности выделения углисто-кремнистых сланцев по данным эманионной съемки. С другой стороны, геоэлектрический разрез, который наблюдается над углисто-кремнистыми сланцами, характерен также для колчеданных месторождений Среднего Урала. Поэтому с помощью одних вертикальных зондирований задачу разделения аномалий однозначно решить нельзя. Для более уверенной классификации аномалий проводимости, особенно в случае залегания сульфидного оруденения непосредственно на контакте с углисто-кремнистыми сланцами, в комплекс методов необходимо включить металлометрическую съемку.

Для иллюстрации высказанных положений рассмотрим несколько примеров полевых работ по детализации электрических аномалий проводимости: 1) аномалия А-25 — Уфалейский район Челябинской области (рис. 1); 2) аномалия А-15 — Ревдинский район Свердловской области (рис. 2); 3) аномалия А-1 — Полевской район Свердловской области (рис. 3).

Перечисленные аномалии в разное время выявлены методом изолиний вблизи известных рудопрооявлений. Все они, как установлено детальной геологической съемкой с использованием шурфов, совпадают с пластами углисто-кремнистых сланцев, залегающих среди зеленокаменных пород.

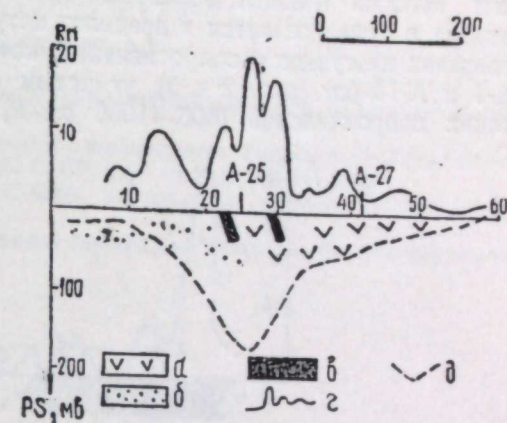


Рис. 1. Результаты детализации аномалии А-25. а — серпентиниты; б — зеленые сланцы; в — углисто-кремнистые сланцы; г — график концентрации радона в почве; д — график потенциала естественного поля.

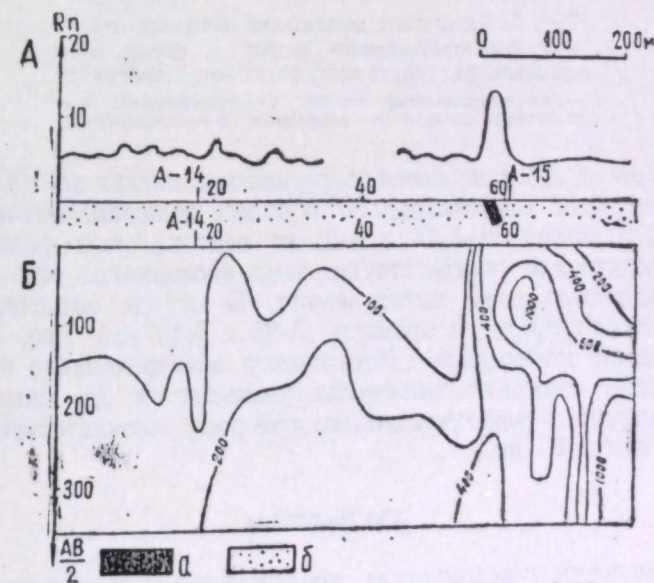


Рис. 2. Результаты детализации аномалии А-15. А — график концентрации радона в почве; Б — вертикальный разрез кажущихся сопротивлений; а — углисто-кремнистые сланцы; б — зеленые сланцы.

¹ Ю. П. Булашевич. Комплексный гамма-эманионный метод детализации аномалий. Рукопись. Свердловск, Фонды УФАИ СССР, 1954.

Над всеми пластами углисто-кремнистых сланцев прослеживаются отчетливые максимумы концентрации радона, между тем, над колчеданным и бурожелезняковым месторождениями (аномалии А-27 и А-14), а также над полосой минерализованных сланцев (аномалия А-2) концентрация радона в почве остается в пределах натурального фона. На вертикальных разрезах кажущихся сопротивлений, которые представлены по аномалиям А-1 и А-15 (см. рис. 2 и 3), углистым сланцам соответствуют зоны высоких сопротивлений (600—1000 ом·м) при малых разносах АВ, а при

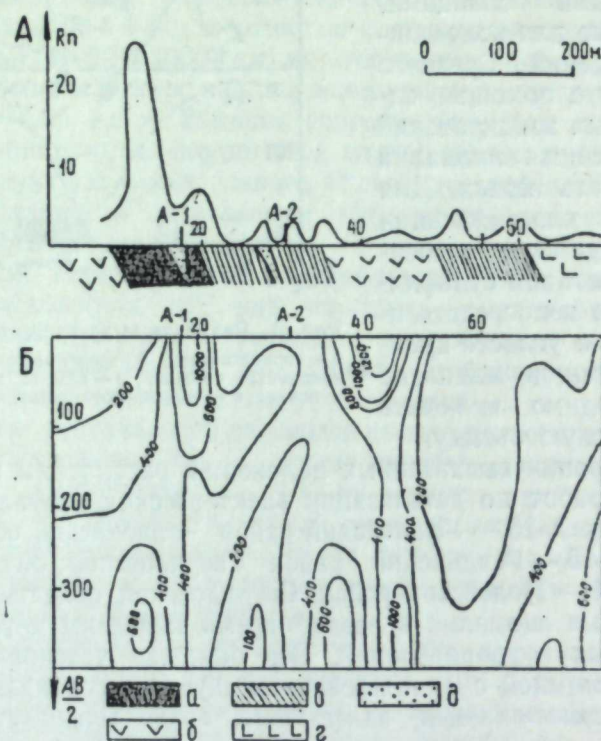


Рис. 3. Результаты детализации аномалии А-1.
А — график концентрации радона в почве; Б — вертикальный разрез кажущихся сопротивлений:
а — углисто-кремнистые сланцы; б — серпентиниты; в — филлитовые сланцы; г — порфириты; д — окварцевание.

больших разносах АВ кажущееся сопротивление падает до 100—200 ом·м. Бурожелезняковому месторождению и полосе минерализованных сланцев (см. рис. 2, 3; аномалии А-14 и А-2) на вертикальных разрезах кажущихся сопротивлений соответствуют зоны проводников, что объясняется большой мощностью коры выветривания. В методе естественного электрического поля в пределах аномалий А-25 и А-27 (см. рис. 1) прослеживается минимум потенциала естественного электрического поля, причем над углистыми сланцами потенциал уменьшается до минус 180 мВ, а над колчеданным месторождением, которому соответствует аномалия А-27, — до минус 60 мВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При проведении геофизических исследований с целью поисков колчеданных рудных тел в районах, где развиты графитизированные углисто-кремнистые сланцы, в комплекс методов целесообразно включить эманионную съемку, вертикальное электрозондирование и металлометрию.

Комплексирование этих методов в большинстве случаев в условиях Среднего и северной части Южного Урала позволит отделить аномалии проводимости, вызванные графитизированными углисто-кремнистыми сланцами при минимальном объеме шурфовочных работ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. П. Булашевич. О картировании графитизированных пород. «Разведка и охрана недр», № 2, 1957.
2. Ю. П. Булашевич. Метод определения коэффициента эманирования горных пород в естественном залегании. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 11, 1958.
3. В. Н. Дахнов. Электрическая разведка нефтяных и газовых месторождений. М., Гостоптехиздат, 1951.
4. Е. Н. Каленов. Интерпретация кривых вертикального электрического зондирования. М., Гостоптехиздат, 1957.

Г. В. АСТРАХАНЦЕВ, М. Л. КАТИН-ЯРЦЕВ, В. С. ТИТЛИНОВ

ОПЫТ РАБОТ МЕТОДОМ ЧАСТОТНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ НА ТЕЧЕНСКОМ ЖЕЛЕЗОРУДНОМ МЕСТОРОЖДЕНИИ

На основе известных решений для однородного поля проведена оценка величины и частотной характеристики аномалии, создаваемой магнитным электропроводным шаром в поле магнитного диполя, и затем интерпретированы частотные кривые, полученные над железорудным месторождением методом частотного зондирования.

Магнетитовые руды, наряду с высокими магнитными свойствами, как правило, характеризуются большей электропроводностью по сравнению с вмещающими породами, в том числе и с породами, содержащими магнетит в рассеянном состоянии, над которыми могут наблюдаться сравнительно интенсивные магнитные аномалии. Естественно, возникла мысль о том, чтобы для повышения достоверности классификации магнитных аномалий использовать сведения о проводимости магнитных объектов, которые можно получить посредством изучения возмущения электромагнитного поля, создаваемого магнетитовыми залежами. В связи с этим Опытной-методической геофизической экспедицией УГУ были проведены работы методом частотного зондирования на магнитных аномалиях, связанных с рудами и породами различной проводимости. Практически измерялось отношение азимутальной составляющей электрического поля вертикального магнитного диполя (рамки) к горизонтальной составляющей магнитного поля (вертикальный импеданс $Z_z = \frac{E_z}{H_r}$) на 15—25 различных частотах, в диапазоне 100—25 000 гц. Расстояние между магнитным диполем и приемником составляло 200 м. Работы проводились на Теченском месторождении магнетитовых руд и на безрудной аномалии, обусловленной дайкой габбро (Каинкульский участок).

Обсуждение результатов выполненных работ и является целью статьи.

А. Приближенное решение задачи о малом магнитном проводящем шаре в поле магнитного диполя

Нормальное поле. Железорудные месторождения обычно залегают среди пород с повышенной магнитной восприимчивостью и малой электропроводностью. Поэтому под нормальным полем будем понимать поле горизонтальной рамки (магнитного диполя) над однородными изотропными породами, имеющими малую электропроводность и определенную невысокую магнитную проницаемость. Теоретически нормальное поле

магнитного диполя рассчитано только для случая однородного немагнитного проводящего полупространства [2]. Используя это решение, можно охарактеризовать поле диполя над магнитной проводящей средой при малом значении параметра p

$$p = \frac{d \sqrt{\omega \mu_1 \mu_0 \sigma_1}}{\sqrt{2}},$$

где ω — круговая частота $2\pi f$;

μ_0 — магнитная проницаемость свободного пространства;

μ_1 — относительная магнитная проницаемость среды;

d — расстояние между диполем и точкой измерений в метрах;

σ_1 — удельная проводимость пород в мОм/м .

Проводящая немагнитная среда. Согласно работе [2], значения электрической E_z и магнитной H_r составляющих поля горизонтальной рамки на дневной поверхности при малом p находятся из выражений

$$E_z = \frac{\omega \mu_0 M}{4\pi d^2}; \quad (1)$$

$$H_r = \frac{\omega \mu_0 \sigma M}{16\pi d}, \quad (2)$$

где M — магнитный момент диполя в $\text{ам} \cdot \text{м}^2$.

Учитывая уравнения (1) и (2), вертикальный импеданс

$$Z_z = \frac{4}{d \sigma_1}. \quad (3)$$

Формула (3) может быть использована для вычисления удельного сопротивления пород. Выражения (1), (2) и (3) справедливы с точностью 5% по амплитуде и 5° по фазе, если значение $p \leq 0,5$. При расстоянии до приемника 200 м и сопротивлении пород 1000 $\text{ом} \cdot \text{м}$ указанное условие соблюдается при частотах $f \leq 7500$ Гц .

Проводящая слабомагнитная среда. При оценке поля в этом случае будем исходить из того, что индукция магнитного поля ввиду размагничивающего действия границы раздела не может увеличиваться больше, чем в μ_1 раз, как это свойственно для однородной среды, а следовательно, электрическое поле не более чем в μ_1 раз отличается от значений, определяемых по формуле (1). Так как значение μ пород близко к единице, то и в этом случае при определении напряженности электрического поля будем пользоваться формулой (1). Магнитную составляющую представим в виде суммы двух составляющих, одна из которых связана с токами в земле (выражается так же, как и в случае немагнитной среды), другая — с магнитностью пород. Последняя может быть в первом приближении при $p \ll 1$ определена по методу зеркальных отображений (как для постоянного тока) в предположении, что передающая рамка находится не на границе сред, а в воздухе. При частоте, стремящейся к нулю, доля и точность второй составляющей будет возрастать, и наоборот, при достаточно высокой частоте ее влиянием можно пренебречь ввиду роста первой составляющей.

После вычислений, которые мы опускаем, найдем

$$H_r = j \frac{\omega \mu_0 \sigma M}{16\pi d} + \frac{\mu_1 - 1}{\mu_1 + 1} \cdot \frac{h \cdot d \cdot M}{4\pi (d^2 + h^2)^{3/2}}, \quad (4)$$

где μ_1 — относительная магнитная проницаемость пород;

h — высота приемной рамки над границей магнитных пород.

С учетом поправки за магнитность пород величина импеданса

$$Z_z = \frac{4}{d \sigma_1} \cdot \frac{1}{1 + j \frac{\mu_1 - 1}{\mu_1 + 1} \cdot \frac{4d^2 h}{\omega \mu_0 \sigma_1 (d^2 + h^2)^{3/2}}}. \quad (5)$$

Сопоставляя выражения (3) и (5), не трудно заметить, что в первом случае величина Z_z не зависит от частоты, а фаза (разность фаз между E_z и H_r) равна 0; во втором случае амплитуда Z_z с понижением частоты уменьшается, а фаза изменяется от 0 до 90°. При достаточно высокой частоте оба выражения идентичны.

Аномальное поле. Рассмотрим приближенное решение задачи о магнитном проводящем шаре радиуса a , находящемся в электромагнитном поле диполя. Начало декартовых координат поместим в центре шара. Ось Z направим перпендикулярно поверхности наблюдений, а ось X параллельно профилю наблюдений, проходящему через диполь, координаты которого будут $-b, 0, h$, причем $\sqrt{b^2 + h^2} \gg a$.

Первичное поле магнитного диполя:

$$\left. \begin{aligned} H_z &= \frac{M}{4\pi} \left\{ -[(h-z)^2 + (b+x)^2]^{-3/2} + 3(h-z) \cdot (b+x) [(h-z)^2 + (b+x)^2]^{-5/2} \right. \\ &\quad \left. + (b+x)^2 [(h-z)^2 + (b+x)^2]^{-7/2} \right\}; \\ H_r &= \frac{M}{4\pi} 3(h-z)(b+x) [(h-z)^2 + (b+x)^2]^{-5/2}; \\ E_z &= j \omega \mu_1 \frac{M}{4\pi} (b+x) [(h-z)^2 + (b+x)^2]^{-3/2}, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где M — магнитный момент диполя в $\text{ам} \cdot \text{м}^2$.

Выражения (6) вблизи начала координат могут быть представлены рядом

Тейлора по степеням $\frac{x}{\sqrt{b^2 + h^2}}$ и $\frac{z}{\sqrt{b^2 + h^2}}$.

$$H_z = \frac{M}{4\pi} \left[-\frac{1}{(h^2 + b^2)^{3/2}} + \frac{3hb}{(h^2 + b^2)^{5/2}} + f_1 \left(\frac{x}{\sqrt{h^2 + b^2}}, \frac{z}{\sqrt{h^2 + b^2}} \right) \right]; \quad (7)$$

$$H_x = \frac{M}{4\pi} \left[\frac{3hb}{(h^2 + b^2)^{5/2}} + f_2 \left(\frac{x}{\sqrt{h^2 + b^2}}, \frac{z}{\sqrt{h^2 + b^2}} \right) \right]; \quad (8)$$

$$E_z = j \omega \mu_1 \frac{M}{4\pi} \left[\frac{b}{(b^2 + h^2)^{3/2}} + f_3 \left(\frac{x}{\sqrt{b^2 + h^2}}, \frac{z}{\sqrt{b^2 + h^2}} \right) \right]. \quad (9)$$

При $\frac{x}{\sqrt{b^2 + h^2}} \ll 1$ и $\frac{z}{\sqrt{b^2 + h^2}} \ll 1$ можно ограничиться первыми членами рядов. При этом условии вблизи начала координат электромагнитное поле диполя представлено однородным магнитным и перпендикулярным ему однородным электрическим полями. Шар радиуса $a \ll \sqrt{b^2 + h^2}$ с центром, помещенным в начале координат, будет искажать как электрическое, так и магнитное поля, каковые будем считать однородными в пределах объема шара.

Предварительно рассмотрим два случая, соответствующие положению проводящего шара в магнитном и электрическом однородных полях.

Магнитный проводящий шар в однородном магнитном поле. В этом случае вторичное поле шара может быть представ-

лено полем фиктивного диполя [3, 9, 11], находящегося в центре шара и имеющего момент

$$M_z = -\frac{a^3 H_z}{2} D_\mu \cdot 4\pi; \quad (10)$$

$$M_x = -\frac{a^3 H_x}{2} D_\mu \cdot 4\pi, \quad (11)$$

где H_z, H_x — значения поля в начале координат, вычисленные по первым членам формул (7) и (8);

a — радиус шара в метрах;

D_μ — функция¹, зависящая от частоты, проводимости и магнитной проницаемости шара (рис. 1),

$$D_\mu = \frac{(2\mu_2 + \mu_1) J_{3/2}(ka) - ka J_{1/2}(ka)}{(\mu_2 - \mu_1) J_{3/2}(ka) + ka J_{1/2}(ka)}, \quad (12)$$

где $k = j\omega\mu_2\mu_0\sigma_2$;

$J_{1/2}(ka), J_{3/2}(ka)$ — функции Бесселя.

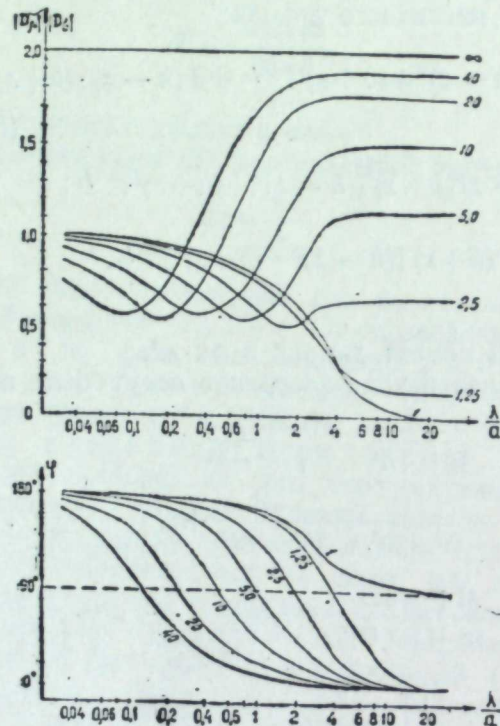


Рис. 1. Амплитуда и фаза функций D_μ и D_σ в зависимости от отношения длины волны в материале шара к его радиусу. Цифры на кривых — отношения μ_2/μ_1 для D_μ и σ_2/σ_1 для D_σ .

$$\frac{\lambda}{a} = 2\sqrt{2} \pi a^{-1} (\omega\mu_2\sigma_2)^{-1/2}.$$

При малых ka [1]

$$D_\mu = 2\frac{\mu_2 - 1}{\mu_2 + 2} + j\frac{3\mu_2}{5(\mu_2 + 2)^2} \cdot \omega\mu_2\mu_0\sigma a^2 \quad (12')$$

¹ Некоторые кривые этой функции приводятся также в работе S. P. Ward [11], а для ферромагнитных сплавов — в книге Г. И. Бабата [1].

Поле шара на поверхности земли на основании формул (7) и (11) представится так:

$$H_x = \frac{3M}{8\pi} \frac{h(2b^2d + 2h^2d - bd^2 - h^2b - b^3)}{(b^2 + h^2)^{3/2} [(d-b)^2 + h^2]^{3/2}} a^3 D_\mu \quad (13)$$

$$E_\varphi = j\omega\mu \frac{M}{8\pi} \frac{h(2h^2d - b^2d + h^2b + b^3)}{(b^2 + h^2)^{3/2} [(d-b)^2 + h^2]^{3/2}} a^3 D_\mu \quad (14)$$

При малых h выражение (13) совпадает с первым членом ряда точного решения задачи о магнитном проводящем шаре, находящемся в поле магнитного диполя, перпендикулярного линии, соединяющей его с центром шара [10, 11].

Проводящий шар в однородном электрическом поле. Решение задачи в этом случае будет аналогично рассмотренному выше [3]. Шар заменяется электрическим диполем с моментом

$$I_\varphi = \frac{E_\varphi a^3}{2} D_\sigma \cdot 4\pi, \quad (15)$$

где E_φ — напряженность электрического поля в начале координат, вычисленная по формуле (9);

D_σ — функция, имеющая такую же структуру, как в выражении (12), но вместо μ_2 и μ_1 в нее подставлено σ_2 и σ_1

$$D_\sigma = \frac{(2\sigma_2 + \sigma_1) J_{3/2}(ka) - ka J_{1/2}(ka)}{(\sigma_2 - \sigma_1) J_{3/2}(ka) + ka J_{1/2}(ka)}. \quad (16)$$

Электрическое поле этого диполя на поверхности земли с учетом границы земля — воздух путем удвоения [5] выражается следующим образом:

$$E_\varphi = j\omega\mu_0 \frac{M}{4\pi} \frac{b}{(b^2 + h^2)^{3/2} [(d-b)^2 + h^2]^{3/2}} a^3 D_\sigma. \quad (17)$$

Магнитная составляющая диполя

$$H_x = j\omega\mu_0 \frac{M}{8\pi} \frac{hb}{[(h^2 + (d-b)^2)^{3/2} (h^2 + b^2)^{3/2}]}. \quad (18)$$

Из решений рассмотренных выше двух задач следует, что магнитное поле проводящего шара, находящегося в однородном электрическом поле, так же как и электрическое поле магнитного проводящего шара, находящегося в однородном магнитном поле, не имеют нормальных (к его поверхности) составляющих. Поэтому взаимное влияние между рассмотренными аномальными полями отсутствует. Поле магнитного проводящего шара, находящегося в поле магнитного диполя (каковое мы считаем однородным в пределах объема шара), на основании принципа аддитивности примем равным сумме полей: 1) магнитного проводящего шара в однородном магнитном поле и 2) проводящего шара в однородном электрическом поле.

Суммарное поле. Имея в виду малые параметры поля во вмещающей среде и небольшую величину аномалии от шара по сравнению с первичным полем, примем, что суммарное поле проводящей слабомагнитной вмещающей среды с помещенным в нее проводящим магнитным шаром может быть представлено суммой поля среды и поля шара, вычисленных по формулам (1), (4), (13), (14), (17), (18), а именно:

$$H_x = j\omega\mu_0 \frac{M}{16\pi d} \left\{ 1 - j\frac{\mu_1 - 1}{\mu_1 + 1} \frac{4hd}{\omega\mu_1\mu_0\sigma_1(d^2 + h^2)^{3/2}} + 2\frac{hbd}{(h^2 + b^2)^{3/2} [(d-b)^2 + h^2]^{3/2}} a^3 D_\sigma - 6\frac{hd(bd^2 - 2b^2d - 2h^2d + h^2b + b^3)}{j\omega\mu_0\sigma_1(b^2 + h^2)^{3/2} [(d-b)^2 + h^2]^{3/2}} a^3 D_\mu \right\}; \quad (19)$$

$$E_z = j \omega \mu \frac{M}{4 \pi d^2} \left\{ 1 + \frac{[2h^2d - b^2d + h^2b + b^2] a^2}{(b^2 + h^2)^{3/2} [(d-b)^2 + h^2]^{1/2}} a^2 D_\mu + \right. \\ \left. + \frac{bd^2}{(b^2 + h^2)^{3/2} [(d-h)^2 + h^2]^{1/2}} a^2 D_z \right\}. \quad (20)$$

Сделаем несколько замечаний по поводу полученных формул. Первый член выражения (19) характеризует поле тока во вмещающих породах. Вторым членом, учитывающим магнитность пород, ввиду малости значений их магнитной восприимчивости, пренебрегаем как малым по сравнению с полем шара. Третий и четвертый члены содержат коэффициенты D_μ , D_z , определяющие частотные характеристики составляющих. Обычно $\sigma_2/\sigma_1 \gg \mu_2/\mu_1$, поэтому частотная характеристика D_z сдвинута относительно D_μ в область высоких частот (рис. 1), так что на низких частотах в соответствии с (16) D_z можно заменить ее предельным значением $D_z \approx 2$. В формуле (20) также могут быть сделаны аналогичные упрощения. Согласно выражениям (19) и (20), частотная характеристика вертикального импеданса имеет вид

$$Z = \frac{E}{H} = \frac{4}{\sigma_1 d} \left[\frac{1 + 2\alpha - D_\mu n}{1 + 2\beta + \frac{D_\mu m}{j \omega \mu_0 \sigma_2 a^2}} \right], \quad (21)$$

где α , β , n , m — коэффициенты при D_z и D_μ в формулах (19) и (20), учитывающие геометрические размеры установок и шара, причем все они по абсолютной величине значительно меньше единицы. При достаточно высокой частоте выражение (21) мало отличается от выражения (3), то есть вертикальный импеданс характеризует вмещающие породы. С понижением частоты Z_z уменьшается. При этом возможны два предельных случая.

1. Шар немагнитен:

$$\mu_2 = 1 \\ D_\mu \rightarrow \frac{1}{15} j \omega \mu_0 \sigma_2 a^2; \quad (22)$$

формула (20) приводится к виду

$$Z_z = \frac{4}{\sigma_2 d} \cdot \frac{1 + 2\alpha}{\sigma_1/\sigma_2 (1 + 2\beta) + m}. \quad (23)$$

2. Шар магнитен:

$$\mu_2 > 1; \\ D_\mu \rightarrow -2 \frac{\mu_2 - 1}{\mu_2 + 2};$$

формула (20) принимает вид

$$Z_z = j \frac{4 \omega \mu_0 a^2}{d} \cdot \frac{1 + 2\alpha + 2 \frac{\mu_2 - 1}{\mu_2 + 2} n}{-2 \frac{\mu_2 - 1}{\mu_2 + 2} m}. \quad (24)$$

В первом случае с понижением частоты $|Z_z|$ стремится к постоянной величине, а фаза импеданса к нулю, во втором случае $|Z_z|$ изменяется пропорционально частоте, а фаза достигает 90° .

Аналогичный анализ полных фазовых характеристик (см. рис. 1) показывает, что при $\mu_2 = 1$ фаза вторичного поля при изменении частот

от высоких до низких изменяется на 90° , а при $\mu_2 > 1$ — на 180° . Следовательно, фазовая характеристика как функция μ_2 имеет разрыв при $\mu_2 = 1$. Оптимальная частота, характеризующая начало насыщения аномалии Z_z и составляющих ($\sim 60\%$ от максимума), а также максимальное потребление телом энергии из поля [1, 3, 8] для немагнитного шара находится из соотношения

$$a \sqrt{\pi / \mu_0 \sigma_2} = 2,4. \quad (25)$$

Для шара с высокой магнитной восприимчивостью ($\mu_2 > 2$) оптимальная частота в $1,8 \mu_2$ раза больше [10]. На частотах выше оптимальной характер функции D_μ , а следовательно и импеданса, такой же, как для немагнитного шара с относительно пониженной проводимостью. На частотах ниже оптимальной главное значение приобретают магнитные свойства. Однако для слабомагнитных тел ($\mu_2 < 2$) характер кривых Z_z (вследствие близких значений функций D_μ) вблизи оптимальной частоты мало отличается от кривых над немагнитными породами. Лишь при частотах значительно ниже оптимальной магнитные свойства проявляются достаточно ясно.

Приведенное исследование аномального поля магнитного проводящего шара не является строгим, но позволяет в общих чертах оценить поведение составляющих электромагнитного поля при наличии у рудной залежи заметной магнитной восприимчивости.

Основные выводы проверены и подтверждены практическими экспериментальными наблюдениями методом частотного зондирования на Теченском железорудном месторождении.

Б. Краткие сведения о физико-геологических особенностях Теченского месторождения

В районе работ распространены породы эффузивно-осадочного комплекса. Наибольшее значение имеют порфириды различного состава и их туфы, известняки, песчано-глинистые и известково-глинистые сланцы. Вся толща

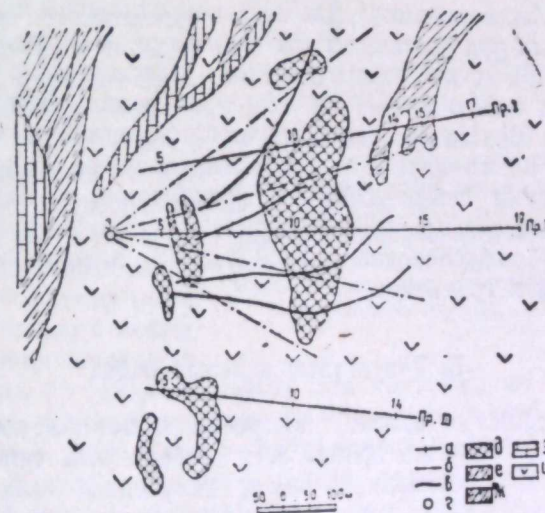


Рис. 2. План Теченского участка работ.

a — профили наблюдений; b — a — эквипотенциальные линии; b — нормального поля, a — наблюдаемого; a — положение передающей рамки; d — рудные тела (залежи 2-я, 4-я и др.); e — кварцево-хлоритовые сланцы; $эс$ — глинистые сланцы; $з$ — известняки; $п$ — порфириды.

падает на восток под углом 70—80°. Сверху вмещающие породы перекрыты более молодыми рыхлыми образованиями мощностью до 10 м.

Главная рудная залежь, длиной по простиранию около 500 м и мощностью около 100 м, сложена богатыми рудными скарнами с прослойками сплошного магнетита; она залегает согласно с вмещающими породами. Порода и руды с поверхности сильно разрушены, особенно в северной части, где зона выветривания опускается до 100 м. Другие рудные тела находятся в непосредственной близости от главной залежи, длина их по простиранию 100—200 м, мощность 20—25 м.

В районе месторождения отмечается несколько магнитных аномалий. Наиболее интенсивная из них $A=3(\Delta Z=22\,000 \gamma)$ совпадает с рудными залежами 4 и 2 (рис. 2, пикеты 4—7, профили II и III). Над главной рудной залежью ΔZ составляет 15 000 γ .

Над рудовмещающими эффузивными породами магнитное поле меняется от 200 до 500 γ . Магнитные свойства пород и руд Теченского месторождения приводятся в таблице 1.

Магнитные свойства пород и руд Теченского месторождения

Порода	Количество образцов	$\chi \times 10^6$, CGSM			$I \times 10^6$, CGSM		
		минимальное	максимальное	среднее	минимальное	максимальное	среднее
Габбро	50	0	14000	1100	0	18450	2080
Граниты	93	0	7290	300	0	5500	173
Порфириды	584	0	18000	950	0	2900	170
Туфы смешанного состава	89	0	14500	800	0	18200	1550
Туфы порфиритов	72	0	16000	300	0	20300	890
Скарны	7	0	800	200	0	6500	1350
Скарны с магнетитом	4	0	41300	17700	0	6380	2512
Богатый рудный скарн	3	0	141700	91000	0	22643	13692
Кремнистые сланцы	14	0	0	0	0	0	0
Известняки	100	0	0	0	0	0	0
Магнетиты	7	0	210000	85000	0	40274	11755

По данным электрокаротажа, удельное сопротивление первичных сплошных магнетитовых руд составляет 0,1—1,0 ом·м, выветрелых 2—20 ом·м. Удельное электрическое сопротивление плагиоклазовых порфиритов 500—1000 ом·м, габбро 560—13 160 ом·м, в среднем 3800 ом·м, сланцев 600—1200 ом·м [6]. На участке безрудной магнитной аномалии наиболее распространены граниты, габбро, биотитизированные сланцы, опоки. Вся толща пород имеет северо-восточное простирание и падает под углом 70—80°. Как показала проверка скважинами, магнитная аномалия интенсивностью 2000 γ обусловлена дайкой габбро, залегающей на контакте между сланцами и гранитами.

В. Результаты полевых работ

Среди практических кривых, построенных по измерениям на месторождении, можно выделить кривые всех разобранных типов. На рис. 3, А приводятся кривые нормального поля, полученные над немагнитными породами на значительном удалении от рудной залежи. Из рис. 3, Б, на

1 Л. Г. Гапоненко и Н. Г. Коннищева. «Объяснительная записка к сводной магнитной карте масштаба 1:25 000. Рукопись. Свердловск, Фонды Уральского геологического управления, 1957.

котором изображены кривые второго типа, наблюдаемые над выходом габбро с повышенной магнитной восприимчивостью, видно, что для частот ниже 500 гц ($\lg 1/\sqrt{f} = -1,35$) амплитуда импеданса резко падает, причем, судя по углу наклона ветви кривой, соответствующей нижним частотам, $|Z_z|$ изменяется пропорционально частоте. Фаза импеданса от нулевых значений, при высоких частотах, стремится к 90° на низких частотах. Описанная кривая удовлетворяет выражению (5), если в него подставить величины, соответствующие условиям измерений: $h=15$ м, $z=5000 \times 10^{-6}$ CGSM, $\rho_1=5000$ ом·м. Вообще, для определения входящих в формулу неизвестных (h_1 , z_1 , ρ_1) требуются две частотные характеристики (либо фазы, либо амплитуды), полученные при различных расстояниях между установками.

Следует заметить, что аналогичная форма кривых будет наблюдаться и над немагнитной средой, если передающая и приемная рамки не перпендикулярны друг другу. В этом случае, вследствие асимметрии, вектор будет пересекать плоскость приемной рамки и частотная зависимость импеданса по форме будет совпадать с выражением (5).

На рис. 3, Д изображены кривые $|Z_z|$ и φ , построенные по измерениям на пикете 10 профиля II (передающая рамка на пикете 6), где наблюдается наиболее интенсивная аномалия от локального объекта. Напряженность электрического поля здесь уменьшается, а величина горизонтальной магнитной составляющей возрастает так, что амплитуда импеданса становится ниже уровня нормального поля в районе залежи примерно в 10 раз. Кривые в большей части удовлетворяют выражению (20), при значениях D_p для немагнитного шара ($\mu_2=1$). Амплитуда импеданса с понижением частоты уменьшается, приближаясь асимптотически к постоянному значению, в соответствии с формулой (22). Фаза импеданса изменяется от 60 до 0° также по закону для немагнитного шара (см. рис. 2).

Таким образом, в данном случае железорудная залежь проявляется как немагнитное тело. Этот вывод не противоречит геологическим и геофизическим данным. Как указано выше, главная рудная залежь в верхней части сложена обводненными окисленными слабомагнитными рудами, а значение $\Delta Z \sim 15000 \gamma$ в 2 раза меньше ожидаемого от тела таких размеров. Оптимальная частота, определенная по амплитудной и фазовым кривым (рис. 3, Д), приблизительно равна 1500 гц ($\lg 1/\sqrt{f} = -1,6$). Подставив в формулу (25) фактическую мощность рудной залежи 100 м, найдем

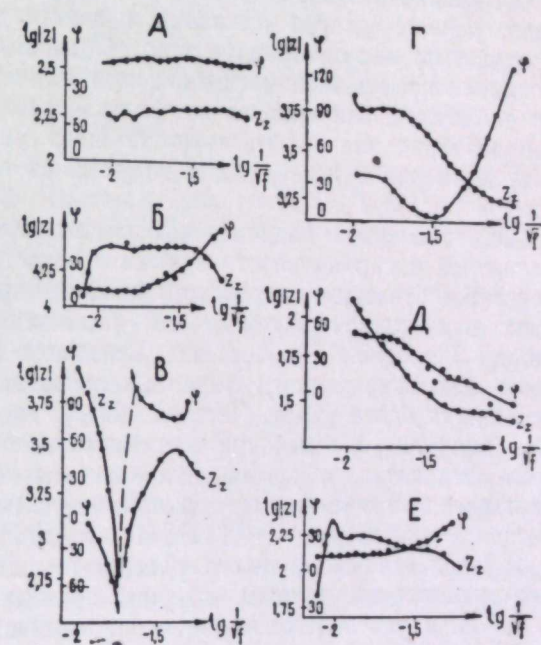


Рис. 3. Кривые амплитуды и фазы импеданса по полевым наблюдениям.

А — для однородной немагнитной среды; Б — для однородной слабомагнитной среды; В — изменение полярности электрической составляющей поля; Г, Д — аномальные кривые над главной рудной залежью с различным положением установок; Е — аномальные кривые над залежью № 4.

проводимость эквивалентного шара 0,5 мОм/м. Если принять, что залежь имеет форму пласта и ту же оптимальную частоту, то на основе соотношений, выведенных экспериментально [8], получим проводимость руд залежи в 4 раза меньшую, то есть 0,125 мОм/м, что ближе соответствует данным каротажа. При перемещении установки на восток до пикета 14, когда передатчик располагается над рудным телом, вследствие изменения направления поля, оптимальная частота, определенная по полученной амплитудной кривой Z_z (рис. 3, Г), составляет 600 гц ($\lg 1/\sqrt{f} = -1,4$), что в 2,5 раза меньше оптимальной частоты, определенной по кривой Z_z рис. 3, Д.

Различие в оптимальных частотах можно объяснить либо изменением проводимости рудной залежи для токов нового направления, что равносильно анизотропии сопротивления руд залежи, либо увеличением ее размеров в направлении, перпендикулярном магнитному полю. Последнее предположение более вероятно по следующим соображениям. Неоднородность руд в пределах залежи, по нашему мнению, не может вызвать таких различий в оптимальной частоте, так как мощность рудного тела вдвое меньше размера установки, и в электромагнитном поле оно должно проявляться как однородное тело. Объяснение указанного противоречия влиянием повышенной магнитной восприимчивости, что можно было бы предположить, основываясь на фазовой характеристике рис. 3, Г, также неправомерно, так как магнитность шара увеличивает оптимальную частоту примерно в 1,8 μ_2 раз, а не уменьшает ее, как это наблюдается на кривой рис. 3, Г.

Одновременное влияние высокой электропроводности и повышенной магнитной восприимчивости залежи на частотную характеристику импеданса в соответствии с рассмотренной теорией наблюдалось при измерениях над рудной залежью 4-й (приемник на пикете 7, генератор на пикете 3 профиля II). Значение импеданса (рис. 3, Г) с понижением частоты монотонно падает, причем на частотах ниже 400 гц ($\lg 1/\sqrt{f} = 1,3$) изменяется более резко. Частота 400 гц, как показывают кривые функции D_μ , является оптимальной для магнитного ($\mu_2 > 2$) электропроводного тела. Относительно низкая оптимальная частота для этой залежи указывает на сравнительно высокую проводимость руд. Если взять магнитную восприимчивость руд $\chi = 0,1$ CGSM ($\Delta Z = 10\,000 \gamma$), а диаметр эквивалентного шара равным мощности рудного тела, то есть 20 м, то по формуле для оптимальной частоты получим проводимость $\sigma_2 = 30$ мОм/м для шара и 7,5 мОм/м для залежи в форме пластины с той же мощностью.

Сравнивая кривые амплитуды импеданса рис. 3, Д и Е и учитывая большое различие в величине аномалии (соответственно, 700 и 75% по отношению к нормальному полю), найдем качественное различие кривых $|Z_z|$. На первом из них на частотах ниже оптимальной $|Z_z|$ стремится к постоянной величине, на втором $|Z_z|$ резко падает в соответствии с формулой (24); в этом имеется сходство с кривой нормального поля над магнитными породами. В области высоких частот кривая $|Z_z|$ над магнитным электропроводным телом характеризуется медленным затуханием аномалии, а кривые над непроводящими магнитными породами дают постоянное значение $|Z_z|$.

Кривая рис. 3, В характерна для интенсивного возмущения электрического поля. На частоте около 2500 гц напряженность электрического поля и импеданс равны нулю, а суммарный вектор электрического поля изменяет свое направление на обратное по отношению к первичному полю. Вследствие этого кривые амплитуды импеданса и фазы претерпевают разрыв: $|Z_z| \rightarrow 0$, а фаза меняется от 100 до минус 70°. Формулы (18) и (19) такого хода кривых не объясняют. Переход горизонтальной магнитной составляющей через нуль также отмечается разрывом кривой импеданса,

но в другую сторону: $|Z_z| \rightarrow \infty$. Кривые, построенные по измерениям на профилях I и III, можно разбить на группы, согласно разобранным выше.

Проведенные сопоставления теоретических и практических кривых импеданса показывают, что приближенные частотные характеристики, выведенные для залежи в форме шара, качественно согласуются с практическими характеристиками для залежей другой формы. Это заключение совпадает с выводами из экспериментальных работ [8] и др.

В пределах главной рудной залежи были проведены наблюдения эллиптичности поля и прослежены изолинии электрической составляющей на частоте 500 гц при одном положении передающей рамки на пикете 3 профиля II. Наибольшая эллиптичность поля с отношением осей эллипса поляризации 1:3 наблюдалась вблизи рудного тела по его простираанию. Вдали от залежи эллиптичность не превышала 1:20.

«Эквипотенциальные» линии фиксируют главную рудную залежь как тело с более высокой электропроводностью, чем вмещающие породы (см. рис. 2). Для объяснения плана «эквипотенциальных» линий недостаточно основываться на концентрации в залежи токовых линий первичного поля как в проводнике; необходимо допустить наличие вихревых токов, циркулирующих вокруг залежи, что доказывается высокой эллиптичностью поля.

ВЫВОДЫ

1. Магнетитовые тела как проводники электрического тока создают интенсивные аномалии электромагнитного поля, отмечающиеся при частотном анализе, по наблюдениям эллиптичности поля и эквипотенциальных линий.

2. На частотной характеристике вертикального импеданса магнетитовые тела проявляются аномалией, заметно изменяющейся как на высоких, так и на низких частотах. Этой особенностью они отличаются от магнитных пород, над которыми изменение импеданса наблюдается только на низких частотах, а также от немагнитных проводников, когда нарастание аномалии начинается с относительно высоких частот и прекращается на низких.

Конкретно для условий Теченского месторождения следует отметить:

1) главная залежь 3-я в электромагнитном поле действует как проводник со слабыми магнитными свойствами ($\chi < 80\,000 \cdot 10^{-6}$ CGSM);

2) залежь 4-я, представленная первичными магнетитами, в электромагнитном поле отмечается как тело с высокой электропроводностью и высокими магнитными свойствами;

3) на безрудной магнитной аномалии ($\Delta Z = 2000 \gamma$) кривые амплитуды и фазы импеданса совпадают с кривыми нормального поля над слабомагнитными породами.

Таким образом, проведенными работами показано, что при частотном анализе электромагнитного поля над магнитными телами можно разделить определить их магнитные и электрические свойства и тем самым повысить достоверность интерпретации магнитных аномалий. Вопросы глубинности исследования в настоящей работе не ставились, так как Теченское месторождение находится на очень небольшой глубине.

Авторы выражают благодарность И. С. Гельфанду, который дал ряд ценных указаний по вопросам теории электромагнитного поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. И. Бабат. Индукционный нагрев металлов и его промышленное применение. М.—Л., Энергоиздат, 1946.
2. Л. Б. Гасаненко. Нормальное поле вертикального гармонического низкочастотного магнитного диполя. Уч. зап. Лен. гос. ун-та, № 249. Сер. физ. и геол. наук, вып. 10, 1958.

3. М. А. Дивильковский. Задача о шаре, помещенном в однородное переменное магнитное или электрическое поле. ЖТФ, т. 9, вып. 5, стр. 433, 1939.
4. В. А. Дунаев. Минералого-петрографическое описание Теченского месторождения. Труды Горно-геол. ин-та УФАИ СССР, вып. 45, Свердловск, 1959.
5. В. П. Дьяконов. Влияние поверхности земли на электромагнитное поле цилиндрической неоднородности. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 5, 1960.
6. А. К. Козырин, В. Е. Бабенков. Кажущиеся и истинные сопротивления пород рудных месторождений по данным каротажа. «Разведка и охрана недр», № 3, 1958.
7. Н. К. Овчинников. Об использовании эллиптической поляризации магнитного поля для разведки. Труды ВИРГ, вып. 3, Л., 1950.
8. Б. С. Светов. Некоторые результаты модельных исследований по индукционному методу. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 1, 1960.
9. В. Смайт. Электростатика и электродинамика. М., Изд-во иностр. лит., 1954.
10. N. W. March. The Field of a magnetic dipole in the presence of a conducting sphere. «Geophysics», v. 18, 1953, p. 671.
11. S. P. Ward. Unique determination of conductivity, susceptibility, size and depth in multifrequency electromagnetic exploration. «Geophysics», v. 24, 1959.

Г. В. АСТРАХАНЦЕВ

О ХАРАКТЕРЕ И РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЗЕМНЫХ ТОКОВ ПРОМЫШЛЕННОЙ ЧАСТОТЫ НА СРЕДНЕМ УРАЛЕ

Показано, что основное значение среди земных промышленных токов имеют гармоники 50-периодного тока и что их поля локализованы вблизи источников.

В районах расположения промышленных предприятий в земле создаются токи, являющиеся помехами для электроразведки на переменном и постоянном токе. Очевидно, что для изыскания мер борьбы с промышленными помехами нужно знать их характер. С этой целью б. Уральским геофизическим трестом проведены работы по изучению земных промышленных токов. Настоящая статья обобщает эти работы.

Установка, специально оборудованная для измерения помех, состояла из лампового вольтметра чувствительностью 15 мкв на шкалу с равномерной частотной характеристикой в диапазоне 3—300 гц и осциллографа с диаметром экрана 120 мм и чувствительностью 0,1 мв/мм, равномерной в диапазоне 3—10 000 гц. При помощи этих приборов определяли напряженность электрического поля помех и их характер. В зависимости от местных условий длина приемной цепи, с помощью которой производились измерения, изменялась от 5 до 200 м.

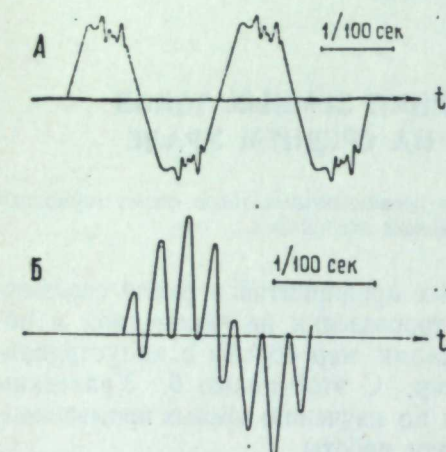
Наблюдения на каждой точке велись в течение 20—30 мин. Все возможные варианты кривой копировались на восковку, накладываемую на экран осциллографа. Одновременно определялась интенсивность поля помех. На 120 точках наблюдений, распределенных вдоль шоссе г. Свердловск — г. Кушва, проведено свыше 300 замеров интенсивности поля и получено 65 кривых. Установлено, что на большинстве точек, особенно вдали от промышленных установок, электрическое поле в земле не связано с 50-периодным промышленным током. Интенсивность этого естественного поля не превышает 10 мкв/м. По характеру оно близко к «шумовому», то есть содержит составляющие всевозможных частот. Измерения при двух взаимно перпендикулярных разносах измерительной цепи дают практически одинаковые результаты, что указывает на круговую поляризацию поля. Природа поля многообразна. Кроме естественных теллурических токов, оно создается различными радиостанциями, а также токами, связанными с прохождением «атмосфериков». Некоторую роль в создании поля играют токи линий связи, имеющих большое распространение по территории Среднего Урала.

Вблизи промышленных предприятий и в районе высоковольтных линий передач наблюдается усиление электрического поля в земле, связанное с использованием промышленного 50-периодного тока; с удалением от источника напряженность поля быстро падает и на расстоянии, превышающем примерно 500 м, в большинстве случаев не выделяется из естественного фона.

Для всех мест, где интенсивность поля становится выше среднего уровня, удается найти местный источник. Чаще всего это электрические машины, используемые при земляных работах. Города не являются основными источниками помех. Нередко на окраине города в дневное время поле не превышает среднего значения в районе. Все наблюдаемые формы кривых тока промышленных помех можно разбить на 2 основные группы: первая включает токи с частотами, кратными 50, вторая отражает нестационарные процессы, происходящие при включении и выключении цепей постоянного

и переменного токов. В пределах чувствительности измерительной установки не зафиксировано стационарных полей с частотой не кратной 50.

Помехи, обусловленные синусоидальными токами частотой 50 гц, наблюдаются только вблизи мощных линий электропередач. Во всех остальных случаях форма кривой несинусоидальна, с большим содержанием нечетных гармоник. Например, в районе г. В. Пышмы вблизи линии, идущей от СУГРЭСа, токи в земле не содержат высших гармоник, в то время как внутри города кривые токов искажены присутствием третьей и более высоких гармоник (см. рисунок, А). Аналогичная картина наблюдается в городах Н. Тагиле, Кировграде, Невьянске. Появление гармоник связано с тем, что большинство электрических



Наиболее распространенные типы кривых земных промышленных токов. А — вблизи населенных пунктов; Б — вблизи электрифицированных железных дорог.

аппаратов представляет собой нелинейную нагрузку. Преобладающая роль нечетных гармоник обусловлена симметрией нагрузки, то есть характер не зависит от полярности приложенного напряжения. Вследствие этого кривая подчиняется уравнению $U(+)= -U\left(\pm \frac{T}{2}\right)$ и при разложении этой функции в ряд Фурье коэффициенты с четными номерами обращаются в нуль.

В районе электрифицированных дорог и рудников с электровозной откаткой отмечалось большое увеличение помех частотой 300 и 600 гц (см. рисунок, Б). Это, вероятно, объясняется использованием шестифазной схемы выпрямления для получения постоянного тока.

Гармонический анализ типичных кривых дает в среднем следующее распределение амплитуд гармоник 50-периодного тока по отношению к амплитуде основной частоты:

Номер гармоники	Частота, гц	Амплитуда, %
2	100	15
3	150	120
4	200	20
5	250	47
6	300	150
7	350	13

Третья и шестая гармоники могут превышать амплитуду основной частоты¹.

Помехи, связанные с нестационарными процессами, при изменении режима сети, распространены в основном вблизи линий электрического транспорта. На экране осциллографа они проявляются в виде внезапного смещения наблюдаемой периодической кривой или в виде короткого импульса, передний фронт которого обычно крутой, а задний — пологий, иногда делающий несколько переходов через линию нуля. Наблюдаемый при этом период колебания составляет от нескольких тысячных до сотых долей секунды. Величина импульса может достигнуть нескольких десятых милливольт на 1 м на расстояниях в несколько километров от электрифицированной дороги. Электрифицированные дороги создают интенсивное поле постоянного тока.

В районе с. Аятки поле помех изучалось путем прослеживания эквипотенциальных линий. Линии имеют вид овалов, идущих вокруг источника поля (в данном случае, трансформаторная подстанция). Длинная ось овалов направлена вдоль простирания пород. Вместе с тем, линии, наблюдаемые в разное время, пересекаются между собой, что указывает на изменение направления поля во времени (в связи с существованием других источников).

На основании проведенных исследований земных токов промышленной частоты можно сделать следующее заключение.

Подавляющее большинство интенсивных земных низкочастотных полей в районе Среднего Урала связано с использованием промышленного тока частот 50 гц. Среди гармонических составляющих главное значение имеют нечетные гармоники (150, 250, 350 гц и больше). В районе железных дорог и рудников с электровозной откаткой поле содержит также и четкую шестую гармонику. Площади с высоким уровнем помех относительно малы. В связи с этим, возможности использования земных токов промышленной частоты в целях поисков локальных проводников, в частности колчеданных месторождений, ограничены.

Рабочие частоты для электроразведки переменным током должны выбираться в промежутках между гармониками 50-периодного тока, ближе к четным гармоникам.

¹ Преобладающее значение помех с частотами, кратными 50, наблюдалось также при работах по методу частотного зондирования в 1958—1959 гг. При этом нечетные гармоники по амплитуде значительно превышают четные.

Ю. М. ГУРЕВИЧ, И. И. КОНОНЕНКО

О РЕЗУЛЬТАТАХ РАДИОВОЛНОВОГО ПРОСВЕЧИВАНИЯ МЕЖДУ СКВАЖИНАМИ НА МЕСТОРОЖДЕНИЯХ СРЕДНЕГО УРАЛА

Описаны результаты полевых работ на колчеданном и магнетитовых месторождениях Среднего Урала. Показана целесообразность применения радиоволнового просвечивания между скважинами при разведке месторождений подобного типа.

В статье рассмотрены результаты опытных работ по радиопросвечиванию, проведенных в 1960 г. каротажной экспедицией Уральского геологического управления совместно с лабораторией электрометрии Института геофизики Уральского филиала АН СССР на Кабанском колчеданном, а также на Лебяжинском и Хажинском железорудных месторождениях. При исследовании использована аппаратура, разработанная и изготовленная во Всесоюзном научно-исследовательском институте методики и техники разведки МГ и ОН СССР под руководством Н. П. Силина [4].

Первые эксперименты по внедрению радиочастотных методов разведки полезных ископаемых в СССР были выполнены в 1923—1925 гг. под руководством А. А. Петровского [2]. Позднее геофизические исследования на уральских колчеданных месторождениях с применением теневого метода осуществили многие организации: Ленинградский горный институт (1945—1948 гг.), Всесоюзный научно-исследовательский институт разведочной геофизики (ВИРГ, 1947—1949 гг.), Горно-геологический институт Уральского филиала АН СССР (1947—1948 гг.), Московский геологоразведочный институт (1956—1957 гг.). Радиопросвечивание проводилось в основном между горными выработками, а также из горных выработок и скважин на дневную поверхность. В экспериментах по радиоволновому просвечиванию между скважинами на Айвинском месторождении (ВИРГ, 1949) получена отчетливая «тень» от рудного тела, расположенного между скважинами.

Подобные работы выполнены нами на трех месторождениях Среднего Урала. Используемая аппаратура была смонтирована на двух автомашинах. Полевые наблюдения проводились по методике, рекомендованной ВИТРОм [4]. В одной из скважин на определенной глубине располагается приемник, а по другой скважине перемещается передатчик. Кривая напряженности поля регистрировалась при подъеме передатчика. Наблюдения выполнены в основном на частоте 2,5 Мгц и частично на частотах 5 и 10 Мгц. Предварительно проведена оценка влияния подводящего кабеля к передатчику на распределение электромагнитного поля. Установ-

лено, что связанные с этим искажения незначительны по сравнению с эффектом экранирования радиоволн проводящими объектами.

Ниже рассмотрим некоторые полевые примеры, позволяющие судить о возможностях радиоволнового просвечивания между скважинами на месторождениях Среднего Урала. Приводятся в основном результаты работ на частоте 2,5 МГц, как наиболее четкие.

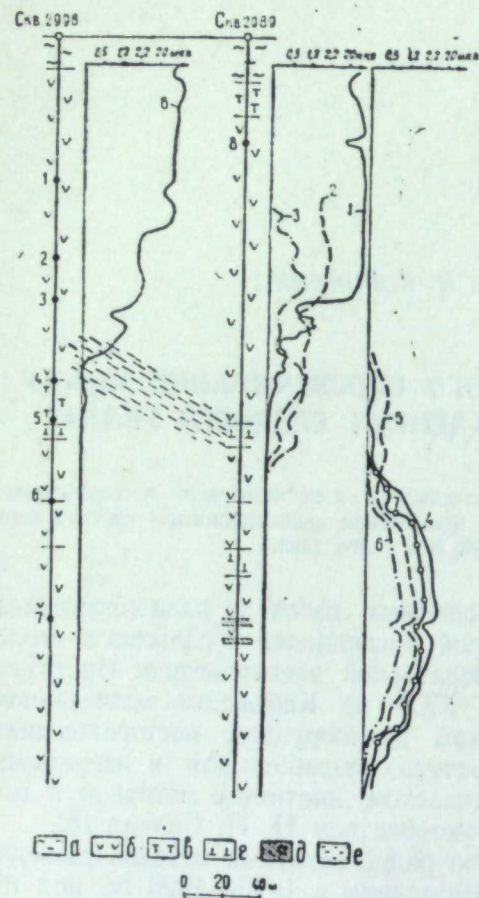


Рис. 1. Результаты радиопросвечивания на Кабанском колчеданном месторождении. а — кора выветривания коренных пород; б — порфириты; в — туфы порфиритов; г — альбитофиры; д — серпичный и медистый колчедан; е — предполагаемый проводник; 1—8 — положения приемника и соответствующие им кривые напряженности поля.

до глубины 160—210 м. Указанная закономерность в распространении радиоволн может быть объяснена наличием проводящего тела, протягивающегося от скв. 2998 (интервал 150—170 м) до скв. 2989 (интервал 190—210 м). Природа этого проводника не ясна — он может представлять собой зону или рассланцованных, измененных проводящих пород, или сульфидных вкрапленников, не подсеченных скважинами. Указанные предположения одинаково правомерны, так как в разрезах скажин отмечается и рассланцевание, и сульфидная минерализация. Несомненно одно: этот проводник — достаточно хороший экран для радиоволн. Кривая 8 по скв. 2998 при расположении приемника в скв. 2989 на глубине 50 м также подтверждает высказанный выше взгляд о наличии проводящего объекта между исследуемыми скважинами.

На кривых 4—7, имеющих одинаковую конфигурацию, в одном и том же

интервале отмечается небольшой по величине и ширине минимум, положение которого совпадает по глубине с подсечением серпичного колчедана в интервале 285,7—285,9 м. Отсутствие смещения аномалии при различных положениях приемника, а также незначительная амплитуда ее свимыми скважинами имеет ограниченное распространение — выклинивается вблизи скважины.

Радиоволновое просвечивание проведено также на контактово-метасоматических железорудных месторождениях (Лебяжинском и Хахинском), генетически связанных с сениитами, образующими крупный массив. Лебяжинское месторождение представлено несколькими рудными зонами. На участке работ рудные тела сложены в основном вкрапленными рудами с содержанием железа 30—40%. В пределах месторождения широко развита пострудная тектоника, проявившаяся в серии тектонических нарушений ступенчатого характера.

Радиопросвечивание на частоте 2,5 МГц проводилось между двумя скважинами, пробуренными из одного устья (рис. 2). Сква. 212 в интервале 149—160 м и 180—204 м подсечены скарновые зоны, обогащенные магнетитом, местами с вкрапленностью сульфидов. В конце интервала нижней скарновой зоны залегает магнетитовое рудное тело мощностью 7 м. По данным электрокаротажа, проведенного в этих скважинах с метровым градиент-зондом, рудные скарны и магнетитовые тела отмечаются малыми значениями кажущегося сопротивления (до 50 ом·м). Кажущееся сопротивление вмещающих пород изменяется от 300—500 до 5—7 тыс. ом·м. Как видно на графиках напряженности электромагнитного поля (кривые 7, 8, 9), записанных по скв. 212 при расположении приемника в скв. 178 на глубинах 190, 230 и 250 м, радиосигнал хорошо проходит к приемнику при перемещении передатчика от устья скважины до нижней скарновой зоны и поглощается ниже последней. При положении приемника на глубинах 310 и 370 м, наоборот, радиосигнал регистрируется только ниже этой скарновой зоны (кривые 10, 11). Аналогичное влияние нижней скарновой зоны на распространение радиоволн, как видно по кривым напряженности поля

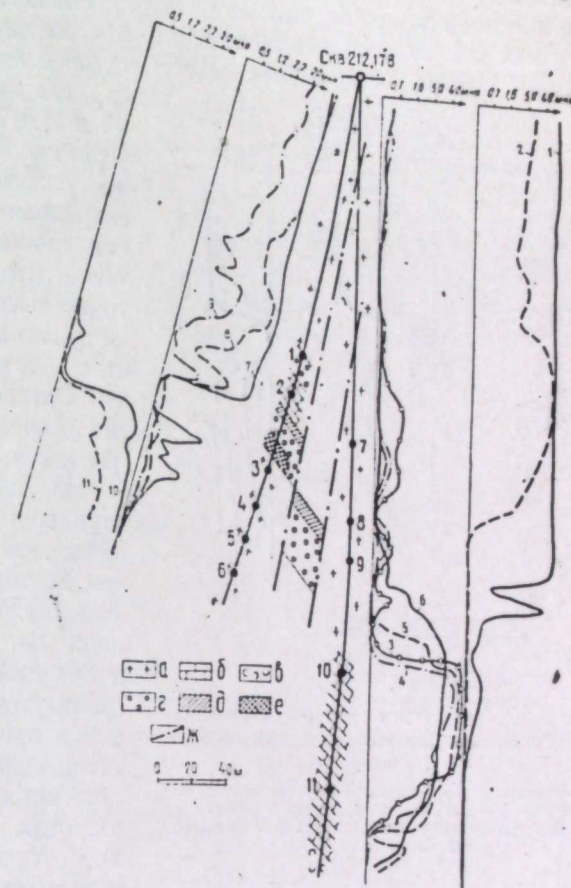


Рис. 2. Результаты радиопросвечивания на Лебяжинском железорудном месторождении.

а — сенииты; б — известники; в — роговики; г — скарны; д — скарны с рудным минералом; е — магнетитовая руда; ж — линии предполагаемых тектонических нарушений по данным радиопросвечивания; 1—11 — положения приемника и соответствующие им кривые напряженности поля.

1—6, устанавливается также при положениях приемника в скв. 212, а передатчика — в скв. 178.

По материалам радиопросвечивания с учетом известного угла падения пород и тектоники участка, характеризующейся рядом ступенчатых взбросов, построены контуры нижней скарновой зоны. Линии взбросов проведены так, что они пересекают ось скв. 178 на глубине около 47 и 145 м, где по геологическому описанию керна наблюдаются зеркала скольжения, обломки сиенита, сцементированные плагиоклазовым роговиком. Расположенное внутри скарновой зоны магнетитовое тело выклинивается до взброса, так как при положениях приемника 3, 4, 7, близких к скарновой зоне, через последнюю проходят сравнительно слабые радиосигналы. Верхняя скарновая зона отмечается на графиках радиопросвечивания в виде полу-теней, что можно объяснить недостаточно высокой проводимостью и ограниченными ее размерами в пространстве между исследуемыми скважинами. Описываемые скарновые зоны на геологическом разрезе показаны непрерывными.

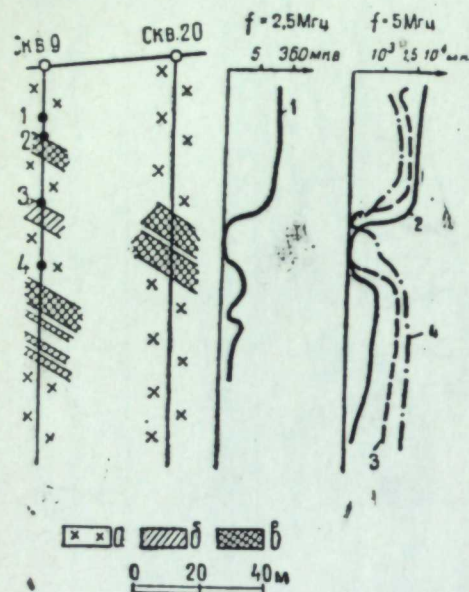


Рис. 3. Результаты радиопросвечивания на Хахинском железорудном месторождении.

а — сиениты; б — скарны с вкрапленностью магнетита; в — магнетитовые руды; 1—4 — положения приемника и соответствующие им кривые напряженности поля.

ответствующем положению магнетитовых и скарновых руд по геологическим данным. Судя по изменению напряженности электромагнитного поля (кривые 1—4), можно сделать вывод об отсутствии непрерывно протягивающихся рудных тел между скв. 9 и 20. Очевидно, подсечения магнетитовых руд и обогащенных скарнов в рассмотренном разрезе представляют собой отдельные гнездообразные скопления, выклинивающиеся вблизи скважин.

Таким образом, в результате опытных работ по радиоволновому просвечиванию представилось возможным уточнить морфологию рудных тел в пространстве между исследуемыми скважинами. Достаточно четко фиксируются даже выклинки маломощных проводников, подсеченные скважинами. Положительные результаты опробования метода на Кабанском, Баянжонском и Хахинском месторождениях позволяют считать целесообразным применение его на подобного типа месторождениях Среднего Урала с целью изучения строения рудных зон в стадии разведки. Установлено, что максимальная дальность просвечивания на частоте 2,5 МГц достигала 180 м в известняках и сиенитах (контактово-метасоматические месторождения) и 160 м в измененных порфиритах и альбитофирах (Кабанское месторождение). Указанная дальность просвечивания недостаточ-

на для поисков рудных тел между скважинами, пробуренными по более редкой сети. В связи с этим, одной из основных задач является разработка аппаратуры, которая позволила бы увеличить дальность просвечивания в подобных геологических условиях до 300—500 м.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. С. Даев. Об обработке и истолковании данных радиоволнового просвечивания. Изв. вузов, «Геология и разведка», № 6, 1959.
2. А. А. Петровский и др. Ондометрические работы Института прикладной геофизики. Сб. «Работы по электрической разведке». Труды ИПГ, вып. 5, Л., 1929.
3. П. Ф. Родионов, В. Д. Кокоуров. О применимости электромагнитного поля высокой частоты для разведки сульфидных месторождений Урала. Труды Горногеол. ин-та УФАИ СССР, вып. 30, Свердловск, 1957.
4. Н. П. Силин. Радиоволновое просвечивание горных пород из скважин. Сер. «Обмен опытом». Вып. 24. Л., ОНТИ, 1959 (Министерство геологии и охраны недр СССР, ВИТР).
5. А. Г. Тархов. Радиоволновой метод электроразведки, Труды МГРИ, т. 28, М., Госгеолгиздат, 1955.

И. Ф. ТАВРИН

ПЛОТНОСТЬ И МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ПОРОД ЗАПАДНОЙ ЧАСТИ МАГНИТОГОРСКОГО СИНКЛИНОРИЯ И ВОСТОЧНОЙ ЧАСТИ УРАЛ-ТАУ НА ЮЖНОМ УРАЛЕ

В статье дается сводка плотностных и магнитных свойств пород. Рассмотрена зависимость физических свойств пород от степени их зеленокаменного и рудного метаморфизма. Решен ряд методических вопросов в связи с отбором образцов и методикой определения физических свойств.

С 1957 г. в западной части Магнитогорского синклинория проводятся маршрутные и площадные геофизические исследования с целью изучения геологического и тектонического строения синклинория, а также выделения и прослеживания структур, с которыми связаны медноколчеданные месторождения. Для интерпретации результатов исследований потребовалось знание физических свойств пород как вмещающих месторождений, так и располагающихся в достаточном удалении от них. В статье обсуждаются результаты измерений плотности и магнитной восприимчивости пород, развитых в западной части Магнитогорского синклинория и в пределах Урал-Тау. Физические свойства изучены в 1958—1959 гг. лабораторией электроразведки Института геофизики УФАИ СССР совместно с Южноуральской геофизической экспедицией в районах деятельности Гайской, Переволочанской и Сибайской геологоразведочных экспедиций Южноуральского геологического управления. Кроме того, использованы материалы ранее проведенных исследований.

Магнитогорский синклинорий представляет собой крупную структуру, сложенную вулканогенными и осадочными породами палеозоя, причем вулканические породы преобладают над осадочными (табл. 1).

Для изучения плотности и магнитной восприимчивости различных разновидностей пород брались образцы из коллекций и керны геологосъемочных и разведочных партий—свыше 5000 образцов, имеющих точную привязку на местности. Название пород определялось геологами названных выше геологических экспедиций, а также в петрографической партии Южноуральского геологического управления. Определение плотности образцов производилось методом гидростатического взвешивания на обычных технических весах и при помощи денситометра. Магнитная восприимчивость измерялась на каппометре конструкции Н. А. Иванова с ценой деления $30 \cdot 10^{-6}$ CGSM и полупроводниковом каппометре с ценой деления $20 \cdot 10^{-6}$ CGSM [1].

Таблица 1

Стратиграфическая колонка* западной части Магнитогорского синклинория и Урал-Тау

	Свита	Состав	Мощность, м
Магнитогорский синклинорий	Зилаирская D_3fm	Граувакки, алевролиты, глинистые сланцы, известняки	500
	Колтубанская D_3fr	Туфы, лавы основного, реже кислого состава, известняки	700
	Улутауская D_2gv	Туфы кислого состава, лавы основного состава, кварцевые порфиры, их туфы, известняки	1000
	Карамалыташская $D_{1c}-D_{2e}$	Туфогенные песчаники, лавы основного и кислого состава и их туфы	1200
	Ирендыкская $Sld_2 - D_1$	Туфы, вулканические брекчии и покровы андезито-базальтового состава, их туфы	До 3000
	Баймак-Бурибайская $Sw - Id_1$	Лавы основного и кислого состава, их туфы	1000
Урал-Тау	Сакмарская $Sln - w$	Диабазовые порфиры, спилиты, туфобрекчии диабазов, альбитофиры и их туфы, туффиты и кремнистые сланцы, интродуцированные гипербазитами	1200
	$Cm - O$	Актинолит-хлоритовые, эпидото-хлоритовые и другие сланцы, рассланцованные и эпидотизированные диабазы	До 2500
	Докембрий $Pt - Cm$	Кварцево-сланцевые, графитистые, хлоритовые сланцы, амфиболиты и линзы известняков	4500

* Принята в Южноуральском геологическом управлении.

Средняя квадратическая ошибка измерения плотности по результатам 335 повторных измерений 335 образцов составляет $0,007 \text{ г/см}^3$. Анализ результатов 300 повторных измерений магнитной восприимчивости показал, что точность зависит от величины x образцов. Если ошибки у слабомаг-

нитных образцов иногда достигают 100%, то у сильномагнитных не превышают 10—15%. Данные измерения представлены в виде вариационных и кривых изменения плотности и петрографических разновидностей пород нам. Ввиду того, что подавляющее большинство пород в описываемом магнитной восприимчивости не строились. Перед составлением вариационных кривых необходимо убедиться в сопоставимости результатов измерений образцов одной и той же породы, взятых из обнажений и из керна образцов порфиров и альбитофинов Гайского месторождения, взятых из обнажений и керна скважин (рис. 1). Они показывают незначительное (до $0,01 \text{ г/см}^3$) смещение вправо вариационных кривых для образцов из скважин, которым можно пренебречь. Аналогичные результаты получаются при сопоставлении плотности образцов из керна и обнажений окрестностей Ивановского, Бурибайского и Сибайского месторождений. Разумеется, хорошая сходимость измерений наблюдается лишь в тех случаях, если из обнажений взяты свежие мало измененные разности пород. Образцы же, затронутые выветриванием, как правило, показывают уменьшение плотности на $0,1-0,3 \text{ г/см}^3$.

Обсуждение результатов наблюдений. 1. Плотность и магнитная восприимчивость кислых эффузивов и их туфов изучалась по образцам, взятым из сакмарской, баймак-бурибайской, карамалыташской и улутауской свит (рис. 2). Кварцевые кератофиры сакмарской свиты отбирались в районе Блявинского месторождения; альбитофиры и их туфы баймак-бурибайской свиты — в районе Бурибайского и Маканского месторождений; карамалыташской свиты — в районе Сибайского, Гайского¹ и Джусинского месторождений; улутауской свиты — по месторождению имени XIX Партсъезда.

В окрестностях Бурибайского месторождения развиты кварцевые альбитофиры и их туфы баймак-бурибайской свиты. Вариационная кривая 1 (рис. 2, А) имеет максимум на $2,66 \text{ г/см}^3$. Второй, слабый максимум на $2,75 \text{ г/см}^3$ соответствует альбитофирам с сульфидной вкрапленностью.

В районе Гайского месторождения довольно широко развиты кислые эффузивы, которые представлены альбитофирами и их туфами, подчиненную роль играют кварцевые альбитофиры. Кривые 2, 4 построены отдельно для альбитофинов и их туфов (рис. 2, А). На кривой 2 выделяется максимум на $2,7 \text{ г/см}^3$ и очень слабый максимум на $2,8 \text{ г/см}^3$. Первый соответствует наиболее вероятной плотности альбитофинов, а второй обусловлен вкрапленностью сульфидов в альбитофирах. Для туфов альбитофинов максимум вариационной кривой 4 совпадает с $2,72 \text{ г/см}^3$. Некоторое увеличение плотности туфов по сравнению с альбитофирами объясняется, по

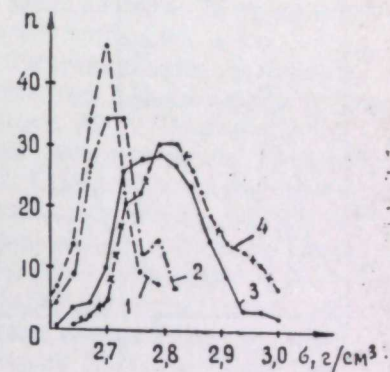
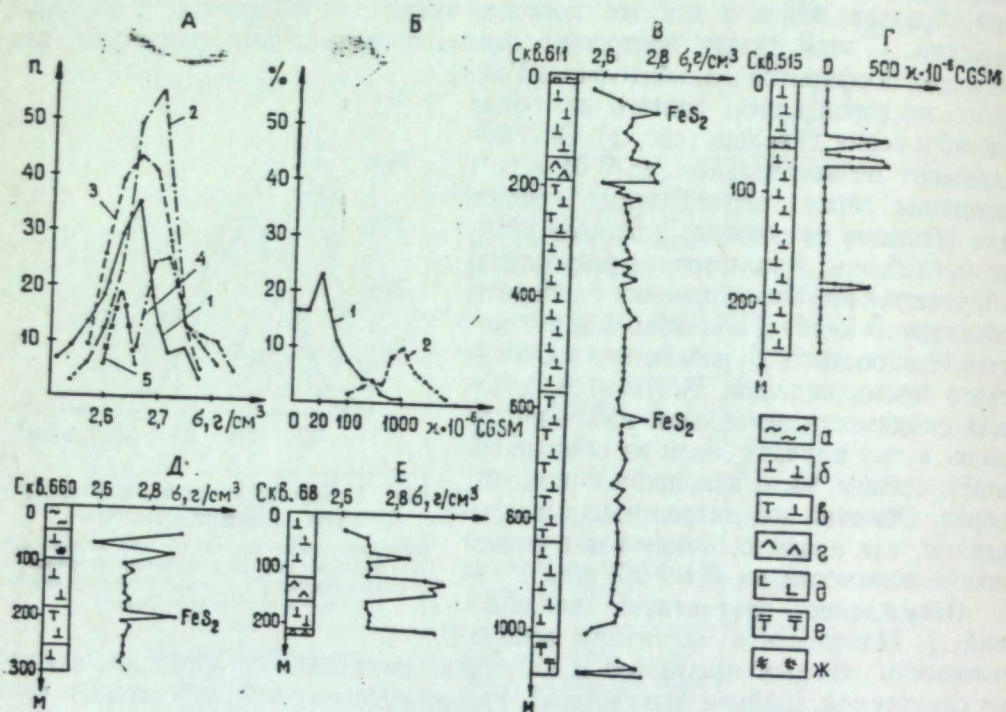


Рис. 1. Вариационные кривые плотности (Гайский участок).

Образцы альбитофинов: 1 — из обнажений, 2 — из керна скважин; образцы порфиров: 3 — из обнажений, 4 — из керна скважин; п — количество образцов.

¹ Вопрос о возрасте рудовмещающих пород Гайского месторождения в настоящее время не решен. По мнению большинства геологов, это породы карамалыташской свиты, однако некоторые относят их к баймак-бурибайской [2, 3].

В районе Сибанского месторождения кислые эффузивы представлены, в основном, кварцевыми альбитофирами и их туфами, которые характеризуются более расплывчатым максимумом на вариационной кривой 3 (рис. 2, А), нежели гайские; их наиболее вероятная плотность 2,65—2,69 г/см³. Максимум приходится на 2,67 г/см³.



А — вариационные кривые плотности; 1 — альбитофиты и их туфы Бурибайского месторождения, 2 — то же, Гайского месторождения, 3 — кварцевые альбитофиты Сибайского месторождения, 4 — туфы альбитофитов Гайского месторождения, 5 — кварцевые кератофиты Блянского месторождения; Б. А. Иванову и Б. И. Страхову: 1 — немагнитные, 2 — магнитные разности; В, Г, Д, Е — кривые плотности и магнитной восприимчивости альбитофитов Сибайского месторождения (по плотностям и магнитной восприимчивости Гайского (ска. 611 и 660), Джусинского (ска. 68) и Маканского ска. 515) месторождений: а — рыхлые мезо-кайнозойские отложения, б — альбитофиты 3 — туфы смешанного состава, г — диабазы, д — силиты, е — туффиты основного и среднего состава эе — ярозитизация.

На вариационной кривой четкий максимум, несмотря на то, что было взято ограниченное количество образцов. Для кислых эффузивов Джусинского месторождения на рис. 2, Е приведена кривая изменения плотности по скв. 68. Туфы альбитофиров имеют плотность 2,7 г/см³. Плотность альбитофиров из окрестностей месторождения имени XIX Партсъезда 2,65—2,7 г/см³. Таким образом, кислые эффузивы

¹ Под термином «наиболее вероятная плотность» понимается плотность, соответствующая максимуму на вариационной кривой (мода).

Завершая описание плотностных характеристик кислых эффузивов, кратко остановимся на изменении плотности пород, подвергшихся гидро-термальному воздействию или зеленокаменному метаморфизму. С этой целью были специально отобраны образцы из скважин, в которых наблюдался постепенный переход от совершенно свежих до сильно измененных пород. При гидротермальной деятельности кислые эффузивы подвергаются окварцеванию, серицитизации и сульфидной минерализации. Если серицитизированные, но не минерализованные породы по плотности почти не отличаются от свежих, то сульфидная вкрапленность, в зависимости от количества, может значительно повысить их плотность.

2. Плотность и магнитная восприимчивость основных эффузивов определялась для образцов, отобранных из метаморфических толщ урал-тауской, сакмарской, баймак-бурибайской, ирендыкской, карамалыташской и улутауской свит (рис. 3). Образцы диабазовых порфиритов метаморфических толщ Урал-Тау отобраны из керна скважин, пробуренных в районе Ивановских месторождений у д. Абубакирово; диабазы и диабазовые порфириты сакмарской свиты — в районах Ивановского и Дергамышского месторождений; спилиты и их брекчии баймак-бурибайской свиты — в окрестностях Бурибая; пироксен-плагиоклазовые порфириты и их туфы — по маршруту г. Баймак — г. Сибай и к востоку от Тубинского месторождения; диабазы, диабазовые порфириты, спилиты, их брекчии и туфы карамалыташской свиты и туфы основных порфиритов улутауской свиты — в районе Сибайского и Гайского месторождений. Наиболее вероятная плотность туфов диабазовых порфиритов из зоны Урал-Тау $2,88 \text{ г/см}^3$ (рис. 3, А, кривая 1). Несколько повышенная плотность этих пород обусловлена

значительной их эпидотизацией при метаморфизме. В отдельных образцах отмечаются зерна хромита. Наиболее вероятная плотность диабазовых порфиритов сакмарской свиты $2,79 \text{ г/см}^3$ (рис. 3, А, кривая 2; рис. 3, Е). Приблизительно такую же плотность имеют образцы брекчии спилитов баймак-бурибайской свиты, отобранные в окрестностях Бурибая (рис. 3, А, кривая 3) из скв. 315 (рис. 3, Д). На кривой 4 изменения плотности пироксен-плагноклазовых порфиритов и их туфов ирендыкской свиты (рис. 3, А) фиксируется два максимума. Первый, более значительный, на

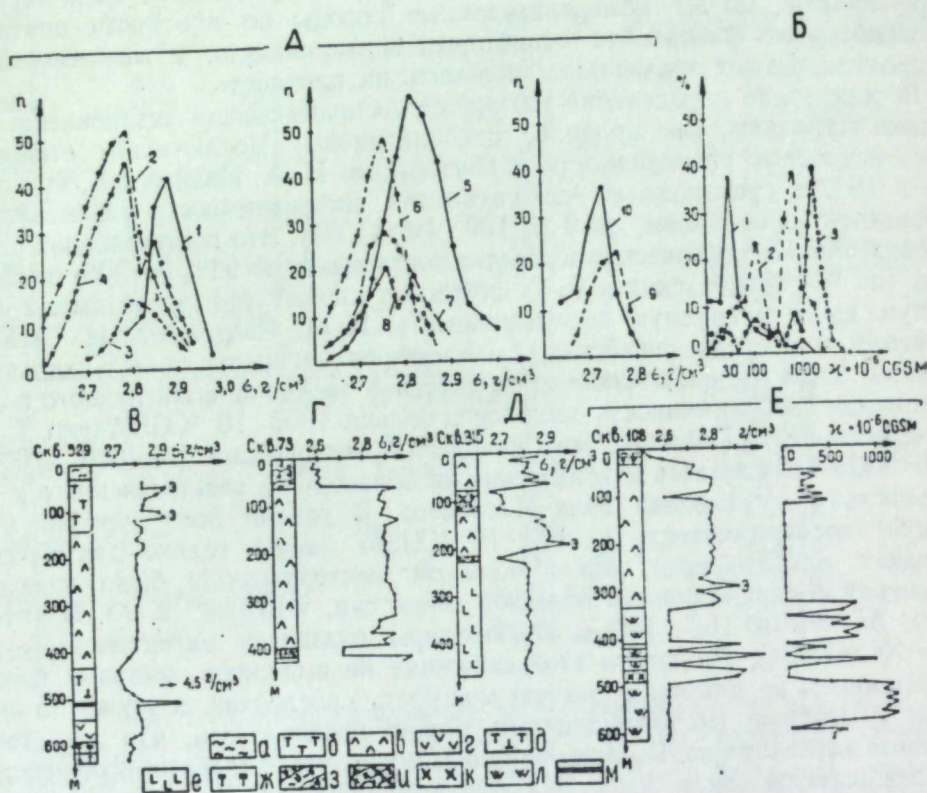


Рис. 3. Плотность и магнитная восприимчивость основных эффузивов.

А — вариационные кривые плотности: 1 — туфы диабазовых порфиритов из района д. Абубакирово, 2 — лавы диабазовых порфиритов Ивановского месторождения, 3 — брекчии спилитов Бурибайского месторождения, 4 — пироксен-плагноклазовые порфириты по маршруту г. Баймак — г. Сибай, 5 — диабазовые порфириты, диабазы, спилиты Гайского месторождения, 6 — диабазовые порфириты, спилиты Сибайского месторождения, 7 — туфы порфиритов Гайского месторождения, 8 — туфы порфиритов из района г. Сибай (D₂gv), 9 — туфы порфиритов из района г. Гая (D₂gv), 10 — туфы порфиритов из района г. Сибай (D₂gv); Б — вариационные кривые магнитной восприимчивости основных эффузивов Сибайского месторождения (по Н. А. Иванову и Б. И. Страхову): 1 — немагнитные, 2 — магнитные разности, 3 — диориты; В, Г, Д, Е — кривые плотности и магнитной восприимчивости Гайского (скв. 529), Бурибайского (скв. 315), Ивановского (скв. 108) месторождений и Абубакировского рудопроявления (скв. 73): а — рыхлые мезо-кайнозойские отложения, б — туфы плагноклазовых и пироксен-плагноклазовых порфиритов, в — диабазы, г — диабазовые порфириты, д — туфы смешанного состава, е — спилиты, ж — туфиты (основные и средние); з — графито-хлоритовые, и — амфиболитовые сланцы, к — кремнистые сланцы, л — габбро, м — серпентиниты, н — колчедан.

$2,79—2,80 \text{ г/см}^3$ и второй на $2,85 \text{ г/см}^3$. Судя по петрографическому описанию пород ирендыкской свиты, выполненному В. М. Нечеухиным (Горно-геологический институт УФАН СССР), первый соответствует наиболее вероятной плотности пироксен-плагноклазовых порфиритов, а второй — породам, которые подверглись значительному зеленокаменному изменению (эпидотизации) в зонах, картируемых среди ирендыкской свиты.

На Гайском месторождении диабазы, диабазовые порфириты и их туфы слагают, в основном, надрудную толщу. Вариационные кривые 5, 7 плот-

ности этих пород показаны на рис. 3, А, а изменение плотности с глубиной — по скв. 529 на рис. 3, В. Наиболее вероятная плотность диабазов и диабазовых порфиритов $2,82 \text{ г/см}^3$, а их туфов $2,76 \text{ г/см}^3$.

Основные эффузивы Сибайского месторождения карамалыташской свиты представлены спилитами, диабазовыми порфиритами, их брекчиями и туфами. Если судить по вариационной кривой 6 (рис. 3, А), наиболее вероятная плотность спилитов и диабазовых порфиритов равняется $2,76 \text{ г/см}^3$. Приблизительно такую же плотность имеют брекчии и туфы (кривая 8). Второй максимум на кривой 8 обусловлен обогащением пород вкрапленностью сульфидов.

В районах Гайского и Сибайского месторождений отобраны образцы туфов основных порфиритов улутауской свиты. Наиболее вероятная плотность их: $2,76 \text{ г/см}^3$ — Гайское месторождение и $2,73 \text{ г/см}^3$ — Сибайское месторождение (кривые 9, 10, рис. 3, А). Улутауские порфириты из окрестностей месторождения имени XIX Партсъезда имеют плотность, близкую к сибайским.

Плотность осадочных пород — туфитов, которые часто встречаются среди вулканогенных пород: $2,73—2,79 \text{ г/см}^3$ (рис. 2, В; 3, В). Подобную же плотность имеют туфиты, которые слагают подрудную толщу Гайского месторождения.

Так же как и кислые, основные эффузивы из разновозрастных свит западной части Магнитогорского синклинория по плотности практически не различаются. Исключение составляют диабазовые порфириты, залегающие среди метаморфических толщ Урал-Тау, плотность которых на $0,1 \text{ г/см}^3$ выше, чем у таких же пород из зеленокаменной полосы Южного Урала.

Изучение фактического материала указывает на общую тенденцию к возрастанию плотности одинаковых пород с севера на юг. Конечно, для окончательного решения этого вопроса требуются специальные исследования.

Касаясь влияния зеленокаменного метаморфизма на изменение плотности основных эффузивов, который выражается в виде эпидотизации и хлоритизации, следует указать на повышение плотности эпидотизированных пород. Эпидотизированные диабазы и диабазовые порфириты (рис. 3, В, Д, Е) имеют плотность на $0,1—0,15 \text{ г/см}^3$ выше, чем слабо эпидотизированные породы. В ирендыкской свите наблюдаются зоны сильно метаморфизованных (с эпидотом) пород, плотность которых достигает $2,9—3,0 \text{ г/см}^3$.

Ниже рассмотрим магнитные свойства основных эффузивов из различных свит Южного Урала. Диабазовые порфириты и их туфы из метаморфической толщи Урал-Тау немагнитны и лишь отдельные, очень редкие, образцы имеют магнитную восприимчивость до $(300 \div 400) \cdot 10^{-6} \text{ CGSM}$. Спилиты, диабазовые порфириты и их туфы из сакмарской и баймак-бурибайской свит в подавляющем большинстве также немагнитны. Но среди них наблюдаются отдельные слои с $\chi = (400 \div 500) \cdot 10^{-6} \text{ CGSM}$; например, в скв. 108 в интервале глубин $50—120 \text{ м}$ (рис. 3, Е) и в скв. 104 в интервале глубин $130—183 \text{ м}$ (см. рис. 5, Б). Наблюдается повышение магнитной восприимчивости гематитизированных диабазов. Однако имеется много примеров, когда гематитизированные породы совершенно немагнитны. Для пород из окрестностей Бурибайского месторождения характерно, что магнитными (χ до $1000 \cdot 10^{-6} \text{ CGSM}$) являются только жильные диабазы. Пироксен-плагноклазовые порфириты ирендыкской свиты совершенно немагнитны. Среди основных эффузивов Гайского месторождения магнитны [х до $(1000 \div 1500) \cdot 10^{-6} \text{ CGSM}$] некоторые жильные диабазы. Согласно петрографическому описанию, сделанному геологами Гайской экспедиции,

в жильных диабазах в качестве аксессуарных минералов присутствует ильменит.

Совершенно отличны по свойствам диабазовые порфиристы, спилиты, их туфы и брекчии Сибайского и Бакр-Узякского месторождений. Н. А. Иванов и Б. И. Страхов, изучавшие магнитные свойства основных эффузивов в районе Сибайского месторождения (рис. 3, Б), подразделяют основные породы по магнитности на две самостоятельные группы: немагнитные и магнитные. На вариационной кривой для магнитных диабазов отмечаются два максимума: первый соответствует значениям магнитной восприимчивости $(80 \div 200) \cdot 10^{-6} \text{CGSM}$ и второй, более широкий $(600 \div 1000) \times 10^{-6} \text{CGSM}$. Кроме этого, в специальную группу выделены жильные диориты и габбро-диориты, которые обладают наиболее выраженными магнитными свойствами; 53% образцов этих пород имеют χ до $(1600 \div 4000) \times 10^{-6} \text{CGSM}$. Исследование небольшого количества образцов порфиритов

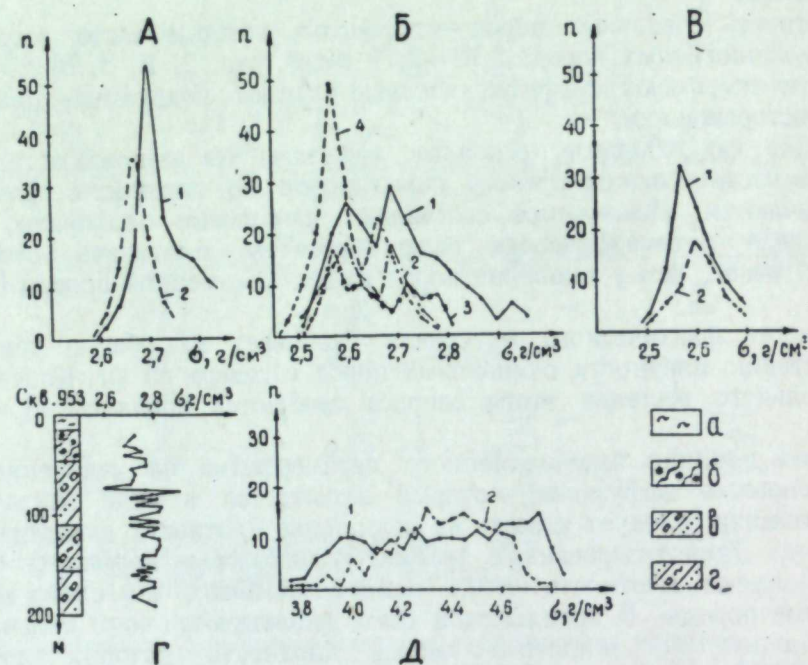


Рис. 4. Вариационные кривые плотностей.

А — туфы смешанного состава: 1 — Гайское, 2 — Сибайское месторождение; Б — метаморфические сланцы Урал-Тау: 1 — из района Ивановских месторождений, 2 — из района д. Иткулово, 3 — из района верховьев р. Сакмары, 4 — из района д. Бурангулово; В — кварциты Урал-Тау: 1 — из района Ивановских месторождений, 2 — из района верховьев р. Сакмары; Г — кривые плотности по Ивановскому месторождению (скв. 953): а — рыхлые мезо-кайнозойские отложения, б — актинолитовые, в — гранато-слюдистые сланцы, г — гранато-слюдисто-полевошпатовые сланцы; Д — колчеданы (медный, медно-цинковый, цинковый): 1 — Гайское, 2 — Сибайское месторождение.

и их туфов из района месторождения Бакр-Узяк показало, что по магнитным свойствам эти породы близки к породам Сибайского месторождения. Туфы основных порфиритов улутауской свиты на Южном Урале, как правило, немагнитны.

3. Плотность и магнитная восприимчивость туфов смешанного состава изучены на Гайском и Сибайском месторождениях. Судя по вариационным кривым (рис. 4, А), туфы смешанного состава Гайского и Сибайского месторождений несколько различаются по плотности. Изменение плотности туфов смешанного состава (рис. 2, В и 3, В), в зависимости от степени зеленокаменного и рудного метаморфизма, имеет ту же закономерность,

что и у кислых и основных эффузивов. Туфы смешанного состава практически немагнитны.

4. Образцы метаморфических сланцев собраны на сравнительно большой территории Урал-Тау, в районах Ивановских месторождений на юге, д. Иткулово, верховьев р. Сакмары и д. Бурангулово на севере. Результаты изучения плотности представлены на рис. 4, Б. На каждой кривой отмечается несколько максимумов, причем отдельные максимумы в определенных интервалах плотности могут быть объединены в несколько групп: первая группа $(2,55-2,62 \text{ г/см}^3)$ соответствует наиболее вероятной плотности кварцевых, графито-кварцевых и кварцево-слюдистых сланцев; вторая $(2,66-2,71 \text{ г/см}^3)$ — плотности тальково-хлоритовых, хлоритовых, графито-хлоритовых, кварцево-хлоритовых, графито-хлорито-кварцевых и кремнистых сланцев; третья $(2,78-2,80 \text{ г/см}^3)$ — плотности эпидито-хлоритовых, актинолитовых, амфиболовых и гранатовых сланцев. Аналогичные результаты получаются при изучении плотности по скважине на Ивановском месторождении (рис. 4, Г). Амфиболиты и эклогиты характеризуются плотностью $2,93-2,95 \text{ г/см}^3$. Описанные выше сланцы распространены далеко не равномерно по зоне Урал-Тау: сланцы первой и второй групп развиты почти повсеместно, метаморфические сланцы с гранатом встречаются реже, а амфиболиты и эклогиты еще реже. Кроме метаморфических сланцев в районах Ивановского месторождения и верховьев р. Сакмары изучались физические свойства кварцитов (рис. 4, В). По вариационным кривым плотность этих пород $2,58-2,60 \text{ г/см}^3$.

Анализируя результаты измерений магнитной восприимчивости, можно сделать вывод, что породы метаморфической толщи, как правило, немагнитны.

5. Вариационные кривые 1, 2 (рис. 4, Д) показывают, что плотность руд изменяется в широком диапазоне значений $3,9-4,8 \text{ г/см}^3$. Наибольшее количество образцов руд из колчеданных месторождений на Южном Урале имеет плотность между этими значениями.

Магнитная восприимчивость руд месторождений, приуроченных к породам сакмарской, баймак-бурибайской, карамалыташской и улутауской свит, практически равна нулю. Сильномагнитны пирротиновые руды из месторождений (Ивановское, Дергамышское), которые располагаются в контакте диабазов и серпентинитов ($\chi > 10000 \cdot 10^{-6} \text{CGSM}$ и $I_r > 20000 \cdot 10^{-6} \text{CGSM}$). Направление вектора остаточного намагничивания¹ колеблется в широких пределах и для некоторых образцов он направлен в сторону, противоположную вектору индуцированного намагничивания I_i .

6. Плотность и магнитная восприимчивость серпентинитов изучались, в основном, в пределах Байгускаровского ультраосновного массива (на Ивановском и Дергамышском месторождениях). На вариационных кривых 1 и 2 (рис. 5, А) отмечается четкий максимум на $2,58 \text{ г/см}^3$. В зависимости от интенсивности гидротермального метаморфизма плотность серпентинитов может существенно измениться. Как известно, под влиянием гидротерм серпентинит может перейти в тальково-карбонатные породы; плотность их $2,9-2,95 \text{ г/см}^3$. Это, например, наблюдается в скв. 104 — интервал глубин $560-580 \text{ м}$ (рис. 5, Б) и в скв. 50 — интервал глубин $150-278 \text{ м}$ (рис. 5, Г). Между серпентинитами и тальково-карбонатными породами существуют переходные разности, плотности которых тем больше, чем более изменена порода. Повышение плотности тальково-карбонатных пород объясняется присутствием в них магнетита.

По магнитным свойствам серпентиниты можно отнести к сильномагнитным породам. В среднем неизменные серпентиниты имеют

¹ Направление вектора остаточного намагничивания определялось на аstaticком магнитометре в Институте геофизики УФАИ СССР.

$\chi = (2000 \div 4000) \cdot 10^{-6}$ CGSM, а в отдельных случаях $\chi > 10\,000 \cdot 10^{-6}$ CGSM (рис. 5, Б, В, Г, Д). Сильно измененные серпентиниты и тальково-карбонатные породы слабомагнитны (рис. 5, Б, глубина 560—580 м и рис. 5, Г, глубина 150—200 и 247—778 м). Магнитная восприимчивость тальково-карбонатных пород изменяется от 0 до $200 \cdot 10^{-6}$ CGSM. Между серпентинитами и тальково-карбонатными породами существуют переходные разновидности, магнитная восприимчивость которых заключается в интервале указанных выше крайних значений.

Направления и величины вектора остаточного намагничивания определены автором статьи на астатическом магнитометре в Институте геофизики УФАИ СССР и, кроме того, часть данных любезно предоставлена автору сотрудниками тематической партии Западного геофизического треста Главгеоологии.

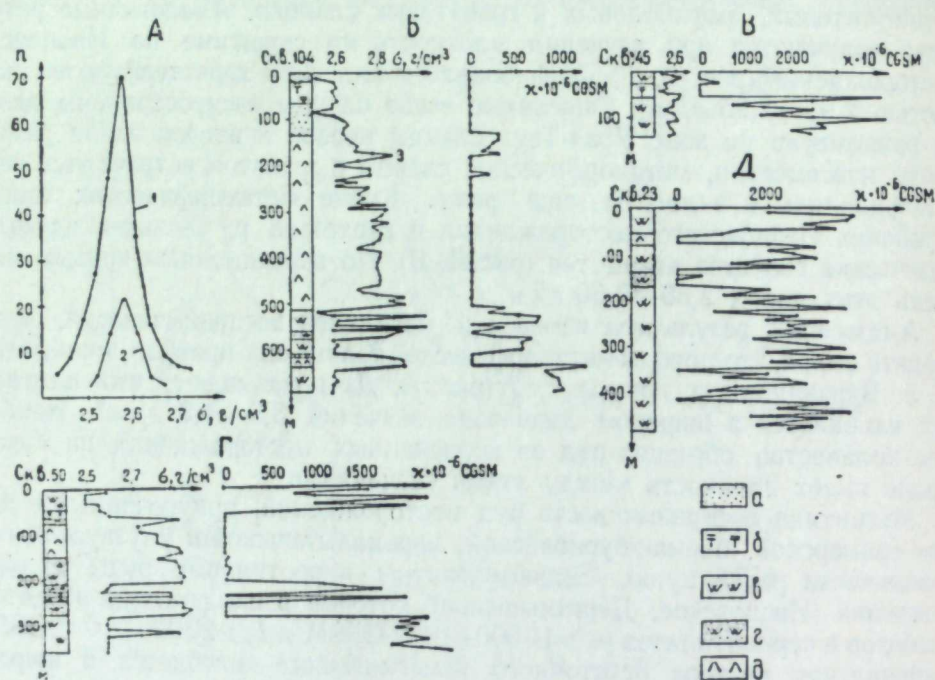


Рис. 5. Плотность и магнитная восприимчивость серпентинитов.

А — вариационные кривые плотностей: 1 — Байгускарского ультраосновного массива, 2 — из района д. Иткулово; Б, В, Г, Д — кривые плотности и магнитной восприимчивости Ивановского (скв. 104, 23, 50) и Дергамышского (скв. 45) месторождений: а — туфопесчанники и туфоалевролиты, б — туфиты, в — серпентиниты, г — тальково-карбонатные породы, д — диабазы, е — эпидотизации.

РСФСР. Величина I_r — вектора остаточного намагничивания серпентинитов весьма непостоянна: $1000 \cdot 10^{-6}$ — $2500 \cdot 10^{-6}$, среднее значение $1500 \cdot 10^{-6}$, а в отдельных образцах $0,02$ — $0,08$ CGSM. У тальково-карбонатных пород I_r изменяется от 0 до $500 \cdot 10^{-6}$ CGSM. Исследования показали, что I_r , как правило, не совпадает с I_i , а часто имеет прямо противоположное направление. Так, например, у образцов серпентинитов, отобранных из зон пониженного магнитного поля (к востоку от Ивановского месторождения), направление I_r противоположно I_i . Все сказанное выше необходимо учитывать при интерпретации данных магнитной съемки над серпентинитовыми массивами.

ВЫВОДЫ

1. Плотность кислых эффузивов западной части Магнитогорского синклинория колеблется в пределах $2,65$ — $2,71$ г/см³ (табл. 2). Увеличения плотности до глубины 1 км не отмечается. Среди кислых эффузивов

Наиболее вероятные значения плотности пород

Таблица 2

Порода, место взятия образца	Количество образцов	Возраст	Рисунок	Наиболее вероятная плотность, г/см ³	Среднее квадратическое отклонение
Альбитофиры и их туфы, Бурбайское месторождение	160	Sw — Id ₁ 2, A (1) *		2,66	0,03
Альбитофиры, Гайское месторождение	205	D ₁ c — D ₂ e 2, A (2)		2,70	0,03
Кварцевые альбитофиры, Сибайское месторождение	210	D ₁ c — D ₂ e 2, A (3)		2,65	0,05
Туфы альбитофилов, Сибайское месторождение	66	D ₁ c — D ₂ e 2, A (4)		2,71	0,03
Кварцевые кератофиры, Блявинское месторождение	30	Sln — w 2, A (5)		2,62	0,02
Туфы диабазовых порфиритов, Ивановское месторождение (из метаморфических толщ)	125	Cm — O 3, A (1)		2,88	0,03
Лавы диабазовых порфиритов, Ивановское месторождение	308	Sln — w 3, A (2)		2,79	0,06
Брекчии спилитов, Бурбайское месторождение	79	Sw — Id ₁ 3, A (3)		2,80	0,05
Пироксен-лагноклазовые порфириты по маршруту Баймак — Сибай	275	Sld — D ₁ 3, A (4)		2,79	0,04
Диабазовые порфириты, диабазы, спилиты Гайского месторождения	306	D ₁ c — D ₂ e 3, A (5)		2,82	0,05
Диабазовые порфириты, спилиты Сибайского месторождения	208	D ₁ c — D ₂ e 3, A (6)		2,76	0,04
Туфы порфиритов, Гайское месторождение	164	D ₁ c — D ₂ e 3, A (7)		2,76	0,05
Туфы порфиритов, Гайское месторождение	108	D ₂ gv 3, A (9)		2,73	0,03
Туфы порфиритов, Сибайское месторождение	70	D ₂ gv 3, A (10)		2,76	0,04
Кварциты, Ивановское месторождение (Урал-Тау)	149	Pt — Cm 4, B (1)		2,57	0,03
Кварциты, верховья р. Сакмары (Урал-Тау)	60	Pt — Cm 4, B (2)		2,59	0,03
Туфы смешанного состава, Гайское месторождение	144	D ₁ c — D ₂ e 4, A (1)		2,70	0,02
Туфы смешанного состава, Сибайское месторождение	83	D ₁ c — D ₂ e 4, A (2)		2,68	0,02
Серпентиниты, Ивановское месторождение (Байгускарский массив)	253	5, A (1)		2,58	0,03
Серпентиниты, среднее течение р. Сакмары (При-сакмарский массив)	62	5, A (2)		2,58	0,03

* В скобках — номер кривой на рисунке.

несколько повышенную плотность имеют породы, которые подверглись процессу хлоритизации и сульфидной минерализации.

Кислые эффузивы, как правило, немагнитны (χ до $50 \cdot 10^{-6}$ CGSM). Магнитные разности альбитофиров, вероятнее всего, относятся к жильным.

2. Плотность основных эффузивов $2,76-2,82 \text{ г/см}^3$ (табл. 2). Повышенная плотность отмечается у эпидотизированных пород.

Основные породы сакмарской, баймак-бурибайской, ирендыкской и улутауской свит в основной массе немагнитны (χ до $50 \cdot 10^{-6}$ CGSM). Исключение составляют только породы карамалыташской свиты из районов Сибайского и Бакр-Узякского месторождений [$\chi = (130 \div 1000) \cdot 10^{-6}$ CGSM]. Во всех свитах магнитными являются жильные разности основных пород [$\chi = (1000 \div 1500) \cdot 10^{-6}$ CGSM].

3. Плотность туфов смешанного состава, не претерпевших метаморфизма, близка к плотности альбитофиров $2,67-2,70 \text{ г/см}^3$ (табл. 2). Магнитная восприимчивость туфов смешанного состава не превышает 50×10^{-6} CGSM.

4. Метаморфические породы хребта Урал-Тау по плотности можно разделить на четыре группы (рис. 4, Б): а) кварцевые, графито-кварцевые и кварцево-сланцевые сланцы ($2,55-2,62 \text{ г/см}^3$); б) хлоритовые, графито-хлоритовые, тальково-хлоритовые и кремнистые сланцы ($2,66-2,71 \text{ г/см}^3$); в) эпидото-хлоритовые, актинолитовые, амфиболовые, гранатовые сланцы ($2,78-2,8 \text{ г/см}^3$); г) амфиболиты и эклогиты ($2,93-2,95 \text{ г/см}^3$). В результате измерений магнитной восприимчивости установлено, что χ метаморфических сланцев не превышает $50 \cdot 10^{-6}$ CGSM.

5. Сплошные колчеданные руды имеют плотность $3,9-4,8 \text{ г/см}^3$. Колчеданные руды из месторождений, приуроченных к вулканогенным породам сакмарской, баймак-бурибайской, карамалыташской и улутауской свит, как правило, немагнитны (χ до $50 \cdot 10^{-6}$ CGSM). Исключением являются пирротиновые руды из месторождений, связанных с массивами серпентинитов [$\chi = (200\,000 \div 400\,000) \cdot 10^{-6}$ CGSM].

6. Плотность серпентинитов $2,58 \text{ г/см}^3$ (табл. 2); тальково-карбонатных пород $2,90-2,95 \text{ г/см}^3$. Магнитная восприимчивость серпентинитов крайне непостоянна: $(2000 \div 4000) \cdot 10^{-6}$ CGSM; тальково-карбонатных пород: $0-2000 \cdot 10^{-6}$ CGSM. Величина остаточного намагничивания: $(1000 \div 2500) \times 10^{-6}$ CGSM, причем вектор остаточного намагничивания нередко противоположен вектору наведенного магнетизма.

7. Породы из разных районов и различных по возрасту свит, имеющие близкий петрографический состав, не могут быть разделены по плотности (табл. 2). В отдельных случаях такое разделение можно провести по магнитной восприимчивости.

8. При зеленокаменном, гидротермальном и рудном метаморфизме плотность, а особенно магнитная восприимчивость пород иногда значительно изменяется. Последнее можно использовать для поисков зон гидротермального и рудного метаморфизма.

9. Замечается слабое возрастание плотности одноименных пород в южном направлении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Э. Грунс, Е. А. Суворов. Прибор на полупроводниковых триодах для определения магнитной восприимчивости горных пород. «Измерительная техника», № 8, 1959.
2. Г. А. Лены х. К вопросу о фациальных особенностях среднепалеозойских отложений Гайского и имени XIX Партсъезда медноколчеданных месторождений. Информ. бюлл., № 3 (5), Уфа, 1958 (ЮУГУ).
3. В. И. Скрипиль, М. С. Недохогин, Н. А. Сибирская. Гайское медноколчеданное месторождение на Южном Урале. Информ. бюлл., № 2, 1957 (ЮУГУ).

А. В. ЦИРУЛЬСКИЙ

К ВОПРОСУ ОБ ЕДИНСТВЕННОСТИ РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ТЕОРИИ ПОТЕНЦИАЛА

Доказана возможность расширения условий применимости теоремы об единственности решения обратной задачи теории потенциала в направлении, приближающем эти условия к реальным условиям геофизических наблюдений.

П. С. Новиков [1] доказал единственность решения обратной задачи теории потенциала для класса звездных тел в случае одинаковой постоянной плотности. Ю. А. Шашкин [2] показал, что два частично пересекающихся звездных тела с постоянными, но разными плотностями не могут иметь тождественно равные внешние потенциалы. В. П. Симонов [3] доказал единственность для класса звездных областей с переменной положительной плотностью, общей для обоих тел в их общей части и такой, что плотность $\mu(r, \varphi)r^2$ есть возрастающая по r функция. В пространстве это условие принимает вид $\mu(r, \theta, \varphi)r^3$ — возрастающая по r функция.

Целью настоящей заметки является распространение результатов Ю. А. Шашкина на звездные области с разными, включая общую часть, переменными плотностями $\mu_1(r, \varphi)$ и $\mu_2(r, \varphi)$, одна из которых удовлетворяет условию В. П. Симонова, при некоторых дополнительных ограничениях.

Докажем следующую теорему. Пусть $\mu_1(r, \varphi)$ и $\mu_2(r, \varphi)$ — положительные функции, определенные во всех точках плоскости, такие, что:

- 1) $\mu_1(r, \varphi) \geq \mu_2(r, \varphi)$;
- 2) $\mu_1(r, \varphi)r^2$ и $\mu_2(r, \varphi)$ есть функции, возрастающие по r ;
- 3) разность $\mu_1(r, \varphi) - \mu_2(r, \varphi)$ есть убывающая по r функция.

Тогда не может существовать двух звездных относительно начала координат частично пересекающихся областей G_1 и G_2 , заполненных притягивающими массами с плотностями, соответственно, $\mu_1(r, \varphi)$ и $\mu_2(r, \varphi)$ с тождественно равными внешними потенциалами.

Доказательство. Пусть две частично пересекающихся области G_1 и G_2 с плотностями $\mu_1(r, \varphi)$ и $\mu_2(r, \varphi)$ создают тождественно равные внешние потенциалы. Пусть уравнение контуров G_1 , G_2 , $G_1 + G_2$, $G_1 \cdot G_2$ есть, соответственно, $r_1 = r_1(\varphi)$; $r_2 = r_2(\varphi)$; $R_1 = R_1(\varphi)$ и $R_2 = R_2(\varphi)$.

¹ Это условие в пространстве принимает вид $\mu_1(r, \theta, \varphi)r^3$, $\mu_2(r, \theta, \varphi)$ — возрастающие по r функции.

Введем $\gamma(r, \varphi)$ — плотность притягивающей массы, заполняющей область $G_1 + G_2$ следующим образом:

$$\gamma(r, \varphi) = \begin{cases} \mu_1(r, \varphi) & \text{в области } G_1 - G_2 \\ -\mu_2(r, \varphi) & \text{в области } G_2 - G_1 \\ \mu_1(r, \varphi) - \mu_2(r, \varphi) & \text{в области } G_1 \cdot G_2. \end{cases}$$

Тогда, из условия равенства внешних потенциалов рассматриваемых областей следует, что

$$\iint_{G_1+G_2} \gamma(r, \varphi) \ln \frac{1}{r'} d\omega = 0.$$

По лемме П. С. Новикова [1], $\gamma(r, \varphi)$ должна быть ортогональна любой гармонической в $G_1 + G_2$ функции. Для доказательства теоремы достаточно построить гармоническую в $G_1 + G_2$ функцию $U(r, \varphi)$, такую, что

$$I = \iint_{G_1+G_2} \gamma(r, \varphi) U(r, \varphi) d\omega > 0. \quad (1)$$

Разобьем множество всех значений φ на два множества:

Φ_1 — множество тех значений φ , для которых $r_1 > r_2$;

Φ_2 — множество тех значений φ , для которых $r_1 \leq r_2$.

Тогда

$$\begin{aligned} I &= \iint_{G_1-G_2} \mu_1 U d\omega - \iint_{G_2-G_1} \mu_2 U d\omega + \iint_{G_1 \cdot G_2} (\mu_1 - \mu_2) U d\omega = \\ &= \int_{\Phi_1} \int_{R_1}^{R_2} \mu_1 U r dr d\varphi - \int_{\Phi_2} \int_{R_1}^{R_2} \mu_2 U r dr d\varphi + \int_0^{2\pi} \int_0^{R_1} U (\mu_1 - \mu_2) r dr d\varphi = I_1 - I_2 + I_3. \end{aligned}$$

Найдем в области $G_1 + G_2$ ограниченную гармоническую функцию $V(r, \varphi)$, такую, что $V(R_2, \varphi) = 1$, если $\varphi \in \Phi_1$, и $V(R_2, \varphi) = 0$, если $\varphi \in \Phi_2$; тогда $0 < V(r, \varphi) < 1$ в $G_1 + G_2$.

Покажем, что $U(r, \varphi) = 2V + r \frac{\partial V}{\partial r}$ [гармоническая вместе с $V(r, \varphi)$] удовлетворяет неравенству (1).

Докажем, что $I_1 > 0$. Заметим, что $U \cdot r = \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V)$.

$$\begin{aligned} I_1 &= \int_{\Phi_1} \int_{R_1}^{R_2} \mu_1 U r dr d\varphi = \int_{\Phi_1} \int_{R_1}^{R_2} \mu_1 \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V) dr d\varphi = \int_{\Phi_1} \left[\mu_1 r^2 V \right]_{R_1}^{R_2} - \\ &- \int_{R_1}^{R_2} \frac{\partial \mu_1}{\partial r} r^2 V dr d\varphi = \int_{\Phi_1} [\mu_1(R_2) R_2^2 - \mu_1(R_1) R_1^2 V(R_1) - \int_{R_1}^{R_2} \frac{\partial}{\partial r} (\mu_1 r^2) V dr + \\ &+ \int_{R_1}^{R_2} 2r \mu_1 V dr] d\varphi > \int_{\Phi_1} [\mu_1(R_2) R_2^2 - \mu_1(R_1) R_1^2 V(R_1) - \mu_1(R_2) R_2^2 + \\ &+ \mu_1(R_1) R_1^2 + \int_{R_1}^{R_2} 2r \mu_1 V dr] d\varphi = \int_{\Phi_1} \{ \mu_1(R_1) R_1^2 [1 - V(R_1)] + \\ &+ \int_{R_1}^{R_2} 2r \mu_1 V dr \} d\varphi > 0. \end{aligned}$$

Покажем, что $I_2 < 0$.

$$\begin{aligned} I_2 &= \int_{\Phi_2} \int_{R_1}^{R_2} \mu_2 U r dr d\varphi = \int_{\Phi_2} \int_{R_1}^{R_2} \mu_2 \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V) dr d\varphi = \int_{\Phi_2} \left[\mu_2 r^2 V \right]_{R_1}^{R_2} - \\ &- \int_{R_1}^{R_2} \frac{\partial \mu_2}{\partial r} r^2 V dr d\varphi = \int_{\Phi_2} [-\mu_2(R_1) R_1^2 V(R_1) - \int_{R_1}^{R_2} \frac{\partial \mu_2}{\partial r} r^2 V dr] d\varphi < 0. \end{aligned}$$

Покажем, что $I_3 > 0$.

$$\begin{aligned} I_3 &= \int_0^{2\pi} \int_0^{R_1} U (\mu_1 - \mu_2) r dr d\varphi = \int_0^{2\pi} (\mu_1 - \mu_2) \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V) dr d\varphi = \\ &= \int_0^{2\pi} [(\mu_1 - \mu_2) r^2 V]_0^{R_1} - \int_0^{R_1} \frac{\partial}{\partial r} (\mu_1 - \mu_2) r^2 V dr d\varphi. \end{aligned}$$

Но $\frac{\partial}{\partial r} (\mu_1 - \mu_2) < 0$ из условия (3) и $I_3 > 0$.

Таким образом, $I = I_1 - I_2 + I_3 > 0$.

Как пример плотностей, удовлетворяющих всем условиям теоремы, можно привести следующие:

$$\mu_1(r, \varphi) = F_1(\varphi) \cdot \frac{r+2}{r+1};$$

$$\mu_2(r, \varphi) = F_2(\varphi) \cdot \frac{r}{r+1},$$

где $F_1(\varphi) \geq F_2(\varphi) > 0$.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. С. Новиков. Об единственности решения обратной задачи теории потенциала. ДАН, т. 18, № 3, 1938.
2. Ю. А. Шашкин. К вопросу об обратной задаче теории потенциала. ДАН, т. 118, № 1, 1958.
3. В. П. Симонов. К вопросу об единственности решения обратной задачи потенциала. «Науч. докл. высшей школы. Физ.-мат. науки», № 6, 1958.

А. Л. АЛЕЙНИКОВ, А. А. КУЗНЕЦОВ

РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ В СЛУЧАЕ ГРАВИТАЦИОННОЙ СТУПЕНИ

Описывается предложенный авторами способ решения обратной задачи в случае вертикальной ступени по аномалии силы тяжести.

При интерпретации результатов региональных гравиметровых съемок нередко случаи подобия кривых Δg кривым от вертикальных уступов, значительная вытянутость которых позволяет применять методы, разработанные для двумерных тел. Для интерпретации аномалий силы тяжести над вертикальным уступом существует несколько способов, однако они большей частью обладают существенными недостатками (низкая точность, громоздкость вычислений, необходимость знания избыточной плотности). Так, например, определение глубины до верхней границы горизонтального полупласта h_1 по методу И. Г. Клушина, описанному в работе [4], предлагается производить по формуле

$$h_1 = \frac{L}{\pi \cdot \beta} = \frac{L}{4,5}. \quad (1)$$

Величина L определяется графически из соотношения

$$L = \frac{\Delta g^{max}}{V_{xz}^{max}}, \quad (2)$$

где Δg^{max} и V_{xz}^{max} — соответственно, максимальные значения аномалии силы тяжести и горизонтального градиента. Подставив в формулу (2) выражения для Δg^{max} и V_{xz}^{max} [6] и решая полученное уравнение относительно h_1 , находим

$$h_1 = \frac{L}{\pi \cdot \frac{\frac{h_2}{h_1} - 1}{\ln \frac{h_2}{h_1}}}, \quad (3)$$

откуда

$$\beta = \frac{\frac{h_2}{h_1} - 1}{\ln \frac{h_2}{h_1}}, \quad (3')$$

где h_2 — глубина залегания нижней грани полупласта.

Как показывают расчеты, коэффициент $\beta=1,42$, принятый в уравнении (1) постоянным, при возрастании отношения $\frac{h_2}{h_1}$ от 1,1 до 10 изменяется от 1,05 до 3,82, что, естественно, вносит большие погрешности в определение h_1 .

Способ интерпретации, предложенный П. И. Лукавченко [3], состоит в том, что по величине отношения

$$q = \frac{\Delta g^{max}}{x^{max} V_{xz}^{max}} \quad (4)$$

(где x^{max} — значение абсциссы x , при котором аномалия силы тяжести достигает максимальной величины) определяется значение $\frac{h_2}{h_1}$, а затем вычисляются величины h_1 и h_2 . Однако в выводе расчетных формул допущены существенные неточности. В частности, формулы (33. 42) [3, стр. 271]

$$x(\Delta g^{max}) = \sqrt{h_2 h_1} \text{ и } x(\Delta g^{min}) = -\sqrt{h_2 h_1}$$

не соответствуют действительности, так как в точках $x = \pm \sqrt{h_2 h_1}$ аномалия силы тяжести от тонкого полупласта (полуплоскости) фактически достигает $\frac{3}{4}$ и $\frac{1}{4}$ максимального значения. Кроме того, аномалия силы тяжести Δg стремится к Δg^{max} при $x \rightarrow \infty$. Отсюда, становится очевидной неопределенность величины q , которая зависит от выбора x^{max} . Таким образом, метод П. И. Лукавченко для интерпретации аномалий силы тяжести от вертикального уступа практически не пригоден. Метод касательных [4] обладает низкой точностью, а метод вариационных преобразований [5] требует громоздких вычислений.

Для нахождения h_1 и h_2 , а также для оценки избыточной плотности массы горизонтального полупласта можно воспользоваться величиной отношения K максимального значения горизонтального градиента V_{xz}^{max} к экстремальному значению аномалии силы тяжести, которые легко определяются графически. Величина K в единицах средней глубины залегания полупласта H может быть выражена формулой

$$K = \frac{V_{xz}^{max}}{\Delta g^{max} - \Delta g_0} = \frac{2 \ln \frac{h_2}{h_1}}{\pi (h_2 - h_1)}, \quad (5)$$

где Δg_0 — значение аномалии силы тяжести в точке, принимаемой за начало координат, в которой $V_{xz} = V_{xz}^{max}$.

После замены h_1 величиной $2H - h_2$ и некоторых преобразований получим

$$KH = \frac{\ln \frac{\frac{h_2}{H}}{2 - \frac{h_2}{H}}}{\pi \left(\frac{h_2}{H} - 1 \right)}.$$

По формуле (5) построен график $KH = f\left(\frac{h_2}{H}\right)$ (рис. 1), посредством которого и определяются величины $\frac{h_1}{H}$ и $\frac{h_2}{H}$.

Пользоваться приведенным графиком довольно просто. Например, мы имеем аномалию силы тяжести, подобную гравитационной ступени. Проводя касательную в точке максимального изменения кривой Δg , находим величину V_{xz}^{max} и затем по формуле (5) находим значение K . Величина H определяется как значение абсцисс точек $x = -\frac{1}{2}$ и $x = \frac{1}{2}$, в которых Δg рав-

няется половине экстремальных значений аномалии силы тяжести, считая от начала координат. Такой способ определения H , строго справедливый для горизонтальной полуплоскости,

применим и для любого эквивалентного горизонтального полупласта, так как максимальное различие аномалий силы тяжести над ними не превышает 7,2% [1]. Далее, по найденным значениям K и H вычисляем $K \cdot H$ и, пользуясь кривой (рис. 1), определяем отношения $\frac{h_1}{H}$ и $\frac{h_2}{H}$, по которым могут быть найдены h_1 и h_2 . Практически для вычисления $K \cdot H$ удобнее пользоваться следующим приемом. Из точки $x = \frac{1}{2}H$ восставим перпенди-

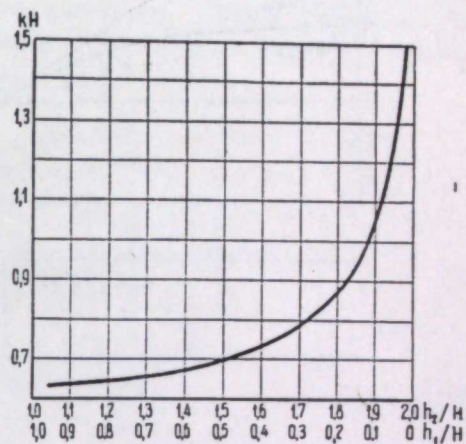


Рис. 1. Номограмма для определения величин h_1 и h_2 в единицах H .

куляр к оси абсцисс (рис. 2). Отрезок перпендикуляра C между осью абсцисс и касательной, проведенной в точке максимального изменения кривой Δg , равен произведению $V_{xz}^{max} \cdot H$, следовательно,

$$K \cdot H = \frac{C}{\Delta g^{max} - \Delta g_0}. \quad (5')$$

Значение избыточной плотности может быть оценено по формулам

$$\sigma = \frac{|\Delta g^{max}| + |\Delta g^{min}|}{2\pi k (h_2 - h_1)} \quad (6)$$

$$\sigma = \frac{V_{xz}^{max}}{2k \ln \frac{h_2}{h_1}}, \quad (6')$$

где k — постоянная тяготения.

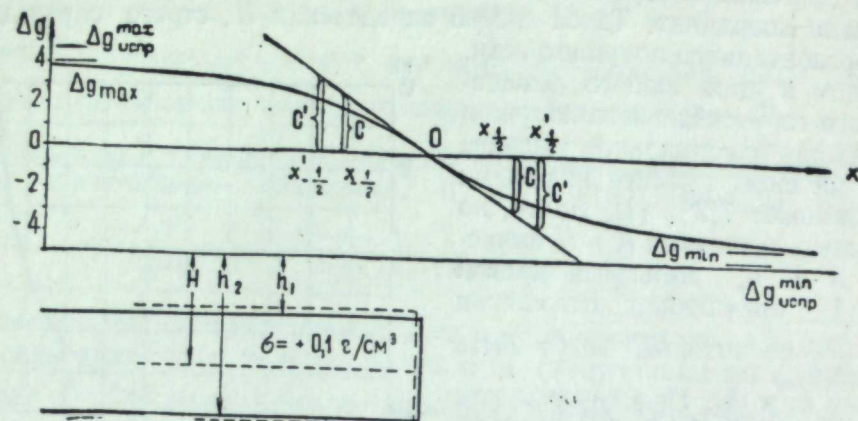
Не останавливаясь подробно на всех возможных факторах, определяющих погрешности результатов интерпретации (они в достаточной степени рассмотрены — [4]), отметим, что основную ошибку в определение величины H вносит неполная прослеженность аномалии силы тяжести и, следовательно, неточное значение Δg^{max} и $\Delta g_{x_{1/2}}$. Как видно из рис. 3, относительная погрешность определения средней глубины залегания полупласта H несколько выше ошибки в определении Δg^{max} .

Учитывая, что прослеживание аномалии силы тяжести от уступа затрудняется влиянием соседних тел, А. К. Маловичко предлагает исправ-

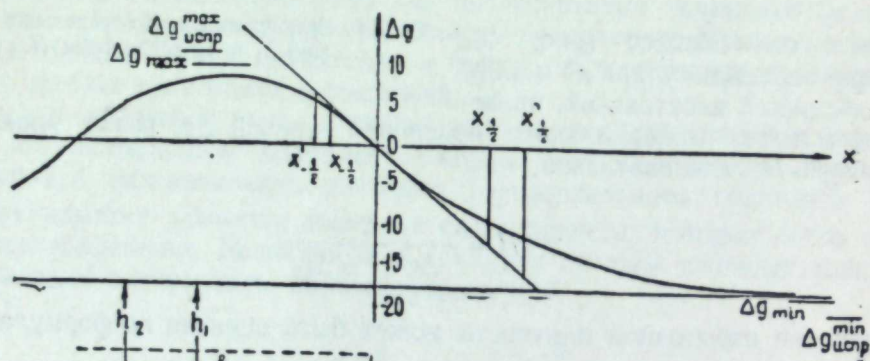
лять значения Δg^{max} «за ограниченность профиля» [4, стр. 59] по формуле

$$A_{испр} = (|\Delta g^{max}| + |\Delta g^{min}|)_{испр} = [\Delta g(x_2) - \Delta g(x_1)] \frac{\pi}{2 \arctg \frac{x_2 - x_1}{2H}}, \quad (7)$$

где $x_2 - x_1$ — длина профиля, на которой берется значение A ;
 H — определенная нами средняя глубина.



А



Б

— а — $\Delta g_{испр}^{max}$ — б — $\Delta g_{испр}^{min}$ — в — $\Delta g_{испр}$

Рис. 2. Пример интерпретации кривой Δg .

А — в случае вертикального уступа; Б — в случае прямоугольной призмы;
 а — кривая Δg ; б — исправленное значение Δg^{max} ; в, г — положения граней полупласта: в — истинное,
 г — расчетное.

Если при этом $0,5(x_2 - x_1)$ окажется больше $2H$, то вычисления целесообразно повторить и найти значения во втором приближении. По исправ-

¹ Если левая и правая ветви кривой несимметричны относительно начала координат, то по каждой ветви вычисляются исправленные значения $\Delta g_{испр}^{max}$ по формуле

$$\Delta g_{испр}^{max} = \Delta g^{max} \frac{\pi}{2 \arctg \frac{l}{H}}, \quad (7')$$

где l — расстояние от начала координат до точки, в которой определено Δg^{max} .

ленному значению A (или Δg^{max}) определяется исправленная величина H и другие параметры полупласта.

Ограниченность слоя влияет подобно ограниченности профиля, поэтому формула (7) дает возможность частично исправлять величины Δg^{max} и H при интерпретации аномалии силы тяжести от прямоугольной призмы. Ошибка в определении H , если горизонтальные размеры призмы не меньше четырехкратной глубины ее залегания, не превышает 40—50 %, в то время как при определении H по методу касательных ошибка может достигать 200% и более. Влияние ограниченности слоя на величину V_{xz}^{max} А. К. Маловичко рассмотрел для полуплоскости. Можно показать, что этот случай является предельным. Найдем зависимость величины относительной погрешности ϵ от отношения $\frac{h_2}{h_1}$:

$$\epsilon = \frac{V_{xz}^{max}(\text{уступа}) - V_{xz}^{max}(\text{призмы})}{V_{xz}^{max}(\text{уступа})}, \quad (8)$$

где

$$V_{xz}^{max}(\text{уступа}) = 2k\sigma \ln \frac{h_2}{h_1}; \quad (9)$$

$$V_{xz}^{max}(\text{призмы}) = 2k\sigma \ln \frac{h_2 \sqrt{b^2 + h_1^2}}{h_1 \sqrt{b^2 + h_2^2}}. \quad (10)$$

Используя выражения (9) и (10), после соответствующих преобразований получим

$$\epsilon = \frac{1}{2} \cdot \frac{\ln \frac{\frac{b^2}{h_1^2} + \frac{h_2^2}{h_1^2}}{\frac{b^2}{h_1^2} + 1}}{\ln \frac{h_2}{h_1}}. \quad (11)$$

Перейдя от h_1 к H и приняв $\frac{b}{H} = 1$, $\epsilon_{H, \%}$

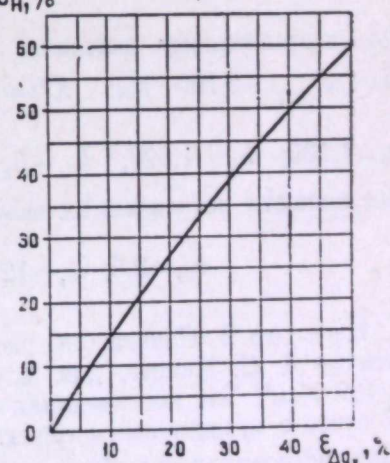
для случаев, когда $\frac{h_2}{h_1}$ равно 2; 10 и 100,

соответственно, получим ϵ равным 48; 30,5 и 17,4%. Для предельного случая, при $\frac{h_2}{h_1} = 1$, $\epsilon = 50\%$. Отсюда видно,

что при увеличении относительной вертикальной мощности призмы величина ϵ уменьшается. При $b > 4H$ ϵ не превышает 6%. Ошибка в определении V_{xz}^{max} , обусловленная невертикальностью контакта, при угле наклона контакта $\alpha = 55 \div 60^\circ$ и мощности, равной средней глубине залегания H , не превышает 10%.

Порядок интерпретации аномалий силы тяжести, а также погрешности

Рис. 3. Зависимость ошибки определения H от погрешности определения Δg^{max} .



результатов вычислений, обусловленные основными из перечисленных выше факторов, рассмотрим на следующих теоретических моделях.

Пример 1. Вертикальный уступ. Кривая аномалии силы тяжести рассчитана по таблицам К. В. Гладкого [2] для случая $h_1=1,5$ км, $h_2=4$ км, $\sigma=0,1$ г/см³ (см. рис. 2, А). Длина профиля ограничена величиной $2l=6,7$ Н.

По кривой Δg находим точку $x_0=0$, в которой горизонтальный градиент аномалии силы тяжести имеет максимальное значение V_{xz}^{max} . Далее определяем абсциссы точек $x_{-1/2}$ и $x_{1/2}$, где Δg равно половине экстремального значения, считая от начала координат x_0 , то есть

$$\Delta g_{x_{-1/2}} = \frac{|\Delta g^{max}| - |\Delta g_0|}{2} \text{ и } \Delta g_{x_{1/2}} = \frac{|\Delta g^{min}| - |\Delta g_0|}{2}.$$

Значения абсцисс $|x_{-1/2}| = |x_{1/2}| = 2,18$ км численно равны средней глубине залегания полупласта H (в первом приближении). По найденному значению H описанным выше способом вычисляем

$$KH = \frac{C}{\Delta g^{max} - \Delta g_0} = \frac{2,9}{4,2} = 0,69$$

и по графику (см. рис. 1) определяем отношения $\frac{h_2}{H} = 1,46$; $\frac{h_1}{H} = 0,54$, откуда $h_2 = 2,18 \times 1,46 = 3,18$ км; $h_1 = 2,18 \times 0,54 = 1,18$ км; $\sigma = 0,1$ г/см³. Погрешность определенных значений соответственно равна: $\varepsilon_{h_1} = 21$; $\varepsilon_{h_2} = 20$; $\varepsilon_\sigma = 0,0\%$.

Учитывая, что кривая Δg прослежена не полностью, найдем исправленное значение величины Δg^{max} . Для этого определим длину отрезка профиля между началом координат $x_0=0$ и точкой x^{max} , в которой берется Δg^{max} , в единицах H , $l = \frac{9,25}{2,180}$; затем по формуле (7) находим исправленные величины экстремальных значений аномалии силы тяжести

$$\Delta g_{испр}^{max} = 4,2 \cdot \frac{3,14}{2 \arctg \frac{9,25}{2,18}} = 4,98 \text{ мгал.}$$

По исправленному значению Δg^{max} вычисляем исправленные значения $H = |x'_{\pm 1/2}| = 2,700$ км; $KH = 0,704$; $\frac{h_2}{H} = 1,515$; $\frac{h_1}{H} = 0,485$, откуда

$$h_2 = 4,100; h_1 = 1,320; h_2 - h_1 = 2,780 \text{ км; } \sigma = \frac{9,85}{42 \times 2,780} = 0,085 \text{ г/см}^3.$$

Погрешности исправленных значений:

$$\varepsilon_{h_2} = 2,5; \varepsilon_{h_1} = 12; \varepsilon_{h_2 - h_1} = 11; \text{ и } \varepsilon_\sigma = 15\%.$$

Пример 2. Призма (см. рис. 2, Б). Кривая рассчитана по двумерной палетке Д. С. Микова для случая $H=12,5$; $b=30$; $h_1=10$; $h_2=15$ км; $\sigma=0,2$ г/см³. Так как аномалия силы тяжести не симметрична относительно точки с максимальным горизонтальным градиентом V_{xz}^{max} , то интерпретация проводилась по обеим ветвям кривой в отдельности (см. таблицу).

Из приведенных примеров видно, что предлагаемый способ интерпретации может быть применен для интерпретации аномалий силы тяжести

Результаты интерпретации кривой Δg от прямоугольной призмы

Ветви кривой	Δg^{max}	$x_{\pm 1/2} = \frac{C}{\Delta g^{max} - \Delta g_0}$	KH	h_2	h_1	$h_2 - h_1$	σ	Примечание
Левая . . .	10,2	6,2	0,64	6,2	6,2	0	—	По величине KH полупласт определяется как бесконечно тонкий
Правая . .	20,8	14,0	0,72	21,8	6,05	15,8	—	—
Среднее $\varepsilon, \%$. . .	15,5 —	10,1 25	— —	14,0 6,7	6,12 40	7,9 60	0,1 50	— Избыточная плотность вычислена без учета b

от вертикальных уступов, а также в ряде случаев от прямоугольных призм, горизонтальные размеры которых $b > 2,5 H$. Ошибка определения глубин и избыточной плотности при этом не превышает 60%, уменьшаясь при увеличении b .

ЛИТЕРАТУРА

1. К. В. Гладкий. О замене вертикальной ступени материальной полуплоскостью. «Разведочная и промысловая геофизика», вып. 18, 1957.
2. К. В. Гладкий. Таблицы для решения прямой и обратной задач гравиметрии для некоторых простейших тел. «Разведочная и промысловая геофизика», вып. 25, 1958.
3. П. И. Лукавченко. Гравиметрическая разведка на нефть и газ. М., Гостоптехиздат, 1956.
4. А. К. Маловичко. О применении вертикального контакта при интерпретации аномалий общей гравиметрической съемки. Сб. «Вопросы обработки и интерпретации геофизических наблюдений». Уч. зап. Пермского гос. ун-та им. А. М. Горького, т. 11, вып. 1, Пермь, 1959.
5. Г. Д. Манагадзе. К определению элементов залегания вертикального уступа по кривой Δg . «Разведочная и промысловая геофизика», вып. 33, 1959.
6. Л. В. Сорокин. Гравиметрия и гравиметрическая разведка. М.—Л., Гостоптехиздат, 1951.

СОДЕРЖАНИЕ

Г. М. Воскобойников. Спектр γ -излучения монохроматического источника в однородной рассеивающей среде (численные данные)	3
И. Н. Сенько-Булатный, Р. Л. Харус. Некоторые вопросы теории нейтронотриии скважин	7
В. Ф. Захарченко. К вопросу применимости приближенных схем теории переноса нейтронов для решения задач нейтронной геофизики	17
Г. М. Воскобойников, В. Н. Балашев, П. А. Главчев. К вопросу о количественных определениях содержания тяжелых металлов в руде по данным селективного каротажа	47
Н. Д. Балясный, А. В. Дмитриев, В. А. Ионов, И. М. Назаров. Спектрометрические исследования естественных излучателей с помощью сцинтилляторов большого объема	57
В. А. Белых, И. Н. Сенько-Булатный, С. А. Шулятьев, Л. И. Якуб. О влиянии активации кремния быстрыми нейтронами при активационном анализе бокситов	63
Л. Л. Деев, И. Н. Сенько-Булатный. Одноканальный дифференциальный γ -спектрометр на трехжильном кабеле	71
В. Д. Стадучин. Определение магнитной восприимчивости горных пород в естественном залегании по измерению напряженности магнитного поля в центре квадратной рамки	79
В. Д. Стадучин. Определение магнитной восприимчивости горных пород в естественном залегании по измерению магнитного потока квадратной рамки	85
Г. Г. Орлов. К вопросу определения ограниченности пластовых залежей на глубину	91
Г. Г. Орлов. Определение направления намагниченности тел шарообразной формы по аномальным значениям Z (или H)-составляющих магнитного поля	101
Г. Г. Орлов. К вопросу определения параметров геологических тел по геофизическим данным, полученным на разных расстояниях от возмущающего объекта	109
Г. Г. Орлов. Интерпретация аэромагнитных аномалий при косом намагничении	121
И. Ф. Таврин. К методике картирования слабомагнитных ультраосновных пород по геофизическим данным (на примере Байгускаровского ультраосновного массива на Южном Урале)	133
Т. Н. Панов. Магнитная буря 15 июля 1959 года (по данным обсерватории «Высокая Дубрава»)	141
Н. Н. Куликов. Состояние ионосферы над Свердловском в период международного геофизического года (МГГ)	145
В. Н. Пономарев, В. В. Москвин. H -магнитометр для измерений в буровых скважинах	163
В. Н. Пономарев, В. Ф. Захарченко. Магнитное поле в шурфе при наличии рудного тела шарообразной формы	173
Н. А. Иванов, В. Н. Меньков. Индукционный баллистический прибор для измерения магнитной восприимчивости и остаточного намагничивания образцов горных пород	177
Н. И. Халевин. Скорости упругих волн в образцах горных пород Урала и в условиях естественного залегания	185
Н. И. Халевин, А. М. Буньков. Микросейсмические исследования с сейсмостанцией ССП-14 в Нижне-Тагильском синклинории Урала	201
Н. И. Халевин. Тектонические нарушения фундамента Зауралья по геофизическим данным	211
И. И. Кононенко. Поле точечного источника тока в двухслойной среде	221
А. Ф. Корунова. Поле точечного источника тока в трехслойной среде	229

А. Ф. Корунова. Поле точечного источника тока, помещенного на глубине в присутствии идеально проводящей сферы	235
И. И. Кононенко, П. Ф. Родионов. Поле точечного источника тока, расположенного на глубине в двухслойной среде с вертикальным контактом	243
И. И. Кононенко, П. Ф. Родионов. Поле точечного источника, расположенного на глубине в присутствии вертикального пласта	255
А. Г. Краснобаева. Поле точечного источника в присутствии проводящих тел по данным электро моделирования	267
П. Ф. Родионов. К интерпретации аномального поля над заряженными вытянутыми проводниками	275
П. Ф. Родионов, Л. Н. Голубев. О геоэлектрическом строении и природе аномалий проводимости Гайского рудного поля	281
Б. В. Карманов, И. А. Ардасенов. К методике разделения аномалий проводимости, вызванных сульфидными рудными телами и графитизированными углистыми сланцами	289
Г. В. Астраханцев, М. Л. Катин-Ярцев, В. С. Титлинов. Опыт работ методом частотного зондирования на Теченском железорудном месторождении	295
Г. В. Астраханцев. О характере и распределении земных токов промышленной частоты на Среднем Урале	307
Ю. М. Гуревич, И. И. Кононенко. О результатах радиоволнового просвечивания между скважинами на месторождениях Среднего Урала	311
И. Ф. Таврин. Плотность и магнитная восприимчивость пород западной части Магнитогорского синклинория и восточной части Урал-Тау на Южном Урале	317
А. В. Цирульский. К вопросу об единственности решения обратной задачи теории потенциала	329
А. Л. Алейников, А. А. Кузнецов. Решение обратной задачи в случае гравитационной ступени	333

*Печатается по постановлению
Редакционно-издательского совета
Уральского филиала АН СССР*

Редактор издательства М. С. Эбергарт
Технический редактор Н. Ф. Середкина
Корректоры Г. Е. Никитюк, П. В. Винокурова

РИСО УФАИ СССР № 15/1 (15) Сдано в набор 17/X 1961 г.
НС 25214 Подписано к печати 3/IV 1962 г. Формат 70×108^{1/16}
Печ. л. 21,5+2 вкл. Уч.-изд. л. 23,4 Тираж 2200 экз.
Заказ 688 Цена 1 р. 74 к.

Типография изд-ва «Уральский рабочий», г. Свердловск, ул. имени Ленина, 49.

Цена 1 р. 74 к