

АЗƏРБАЙҶАН ССР ЕЛМЛƏР АКАДЕМИЈАСЫНЫН

ХƏБƏРЛƏРИ

ИЗВЕСТИЯ

АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

ФИЗИКА-ТЕХНИКА ВƏ РИЈАЗИЈЈАТ ЕЛМЛƏРИ СЕРИЈАСЫ

Кибернетика

☆

СЕРИЯ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ И МАТЕМАТИЧЕСКИХ НАУК

Кибернетика

2

1972

„ЕЛМ“ НƏШРИЈЈАТЫ—ИЗДАТЕЛЬСТВО „ЭЛМ“
БАКЫ — БАКУ

А. А. АБДУРАХМАНОВ, Р. А. РАГИМОВА, Л. М. ИМАНОВ

ВНУТРЕННЕЕ ВРАЩЕНИЕ И ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ БАРЬЕР В МОЛЕКУЛЕ НОРМАЛЬНОГО ПРОПИЛОВОГО СПИРТА

Молекула нормального пропилового спирта имеет три оси: $C-O$, $C_\alpha-C_\beta$ и $C_\beta-C_\gamma$, относительно которых может происходить внутреннее вращение отдельных групп атомов OH , CH_2OH и CH_3 , соответственно. В данном случае рассматривается вращение метильной группы вокруг одиночной связи $C_\beta-C_\gamma$, для которой потенциальная функция U от угла поворота φ в первом приближении имеет вид $U = U_0 [2(1 + \cos 3\varphi)]$. Каждое из положений атомов, соответствующее минимальной энергии, энергетически эквивалентно, т. е. энергетические крутильные уровни должны быть трижды вырождены, однако вследствие туннельного эффекта каждый уровень расщепляется на невырожденный A -подуровень и дважды вырожденный E -подуровень. Разность энергий между A -и E -подуровнями

$$\Delta W = Fc^2 [W_A^{(2)} - W_E^{(2)}] \left[\frac{1}{2}J(J+1) + \frac{1}{2}E(x) - \frac{1}{2}(x+1)\frac{\partial E(x)}{\partial x} + d\frac{\partial E(x)}{\partial x} \right] + f \left[\frac{1}{2}J(J+1) - \frac{1}{2}E(x) + \frac{1}{2}(x-1)\frac{\partial E(x)}{\partial x} \right], \quad (1)$$

где $d = \frac{\lambda_b}{\lambda_a} \cdot \frac{I_a^2}{I_b^2}$, $f = \frac{\lambda_c}{\lambda_a} \cdot \frac{I_a^2}{I_c^2}$,

$[W_A^{(2)} - W_E^{(2)}]$ — коэффициент возмущения, зависящий от приведенной высоты потенциального барьера S ,

$$F = \frac{h^2}{8\pi^2 r I_a}, \quad r = 1 - \frac{\lambda_a^2 I_a}{I_a} - \frac{\lambda_b^2 I_a}{I_b} - \frac{\lambda_c^2 I_a}{I_c},$$

λ_g — направляющий косинус угла между главной осью и осью вращения волчка,

I_a — момент инерции симметричного вращающегося тела вокруг оси симметрии, может быть использована для определения высоты потенциального барьера [1]:

$$U = 9FS/4. \quad (2)$$

По экспериментально найденным параметрам структуры [2, 3] рассчитывались параметры внутреннего вращения для транс-формы, имеющей плоскость симметрии, и гсш-формы, обусловленной поворотом группы атомов CH_2OH на $\pm 120^\circ$ от транс-формы вокруг оси $C_\alpha-C_\beta$.

Исходя из наиболее вероятного значения потенциального барьера (3 ккал/моль), затормаживающего внутреннее вращение метильной

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ: А. И. Гусейнов (редактор), Ю. А. Сеидов (зам. редактора), Г. Б. Абдуллаев, М. И. Алиев, Б. А. Азимов, Д. Э. Аллахвердиев, Ю. А. Амензаде, К. Т. Ахмедов, Н. А. Гулиев, М. А. Джавадов, Ч. М. Джуварлы, И. И. Ибрагимов, Л. М. Иманов, Ф. Г. Магсудов, Ю. А. Махмудов, А. Х. Мирзаджанзаде, Р. А. Еганов (ответств. секретарь), Г. Ф. Султанов, З. И. Халилов, Т. А. Эминзаде, А. А. Эфендизаде.

Адрес: г. Баку, Коммунистическая, 10. Редакция „Известий Академии наук Азербайджанской ССР (серия физико-технических и математических наук)“.

Сдано в набор 11/IV 1972 г. Подписано к печати 18/IX 1972 г. Формат бумаги $70 \times 108^{1/16}$. Бум. лист. 5,06. Печ. лист. 13,70. Уч.-изд. 12,24. ФГ 04353. Заказ 190. Тираж 950. Цена 80 коп.

Типография „Красный Восток“ Государственного комитета Совета Министров Азербайджанской ССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. Баку, Ази Асланова, 80.

группы для молекул типа $\text{CH}_3-\text{CH}_2\text{X}$, производился расчет расщеплений переходов основного и первого возбужденного состояния для двух форм (табл. 1). Как свидетельствует расчет, значения $A-E$ расщеплений линий основного состояния незначительны и их обнаружение практически не представляется возможным, за исключением некоторых переходов с $J > 10$ транс-формы, которые не укладываются в доступный диапазон частот. Величина расщеплений линий первого возбужденного крутильного состояния достаточно велика для их обнаружения (табл. 1).

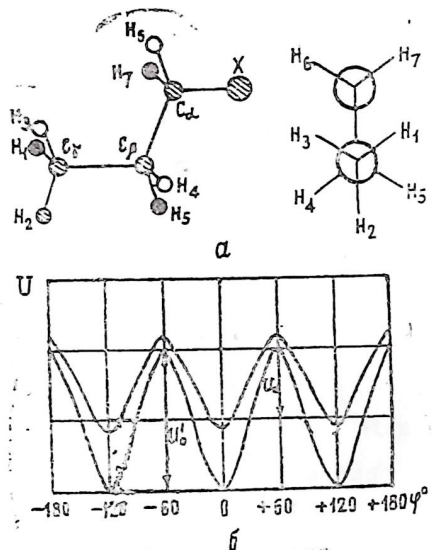


Рис. а) Молекула $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{CH}_2\text{X}$ и ее проекция, перпендикулярная оси $\text{C}-\text{C}$; б) Потенциальная кривая кручения метильной группы CH_3 вокруг оси $\text{C}-\text{C}$.

Для успешной расшифровки спектров в первом возбужденном состоянии, обусловленном крутильными колебаниями группы CH_3 , желательно знать интенсивность искомого спектра относительно спектра основного состояния, которая поддается предварительному расчету на основании того, что высота потенциального барьера может определяться из отношения интенсивности линий основного и возбужденного состояний:

$$R = \frac{I_0}{I_1} = \frac{g_0}{g_1} e^{\frac{\Delta E_v}{kT}}, \quad (3)$$

где I_0 , I_1 — интенсивности линий основного и возбужденного состояний,

g_0 , g_1 — статистические веса состояний, $\Delta E_v = E_{v1} - E_{v0}$ — разность энергий между состояниями.

Таблица 1

Предварительно рассчитанные значения расщеплений переходов основного и первого возбужденного состояний (для $U=3$ ккал/моль)

Транс			Гош		
Переход	$\Delta v = \nu_A - \nu_E$ (МГц)		Переход	$\Delta v = \nu_A - \nu_E$ (МГц)	
	$v=0$	$v=1$		$v=0$	$v=1$
1 ₀₁ —1 ₁₀	0,095	—5,58	3 ₁₂ —3 ₂₂	0,009	—0,57
2 ₀₂ —2 ₁₁	0,097	—5,64	4 ₁₃ —4 ₂₃	0,007	—0,44
3 ₀₃ —3 ₁₂	0,098	—5,73	5 ₁₄ —5 ₂₄	0,005	—0,30
4 ₀₄ —4 ₁₃	0,100	—5,85	6 ₁₅ —6 ₂₅	0,002	—0,14
5 ₀₅ —5 ₁₄	0,103	—6,02	7 ₁₆ —7 ₂₆	0,000	0,03
6 ₀₆ —6 ₁₅	0,106	—6,21	8 ₁₇ —8 ₂₇	—0,005	0,18
7 ₀₇ —7 ₁₆	0,110	—6,44	9 ₁₈ —9 ₂₈	—0,005	0,31
8 ₀₈ —8 ₁₇	0,115	—6,71	10 ₁₉ —10 ₂₉	—0,007	0,38
9 ₀₉ —9 ₁₈	0,121	—7,00	11 _{1,10} —11 _{2,10}	—0,009	0,43
10 ₁₀ —10 ₁₉	0,127	—7,30	12 _{1,11} —12 _{2,11}	—0,012	0,46

Энергия крутильного уровня $E_{v\sigma}$ связана с собственным значением уровня Матве (3) $b_{v\sigma}$ соотношением:

$$E_{v\sigma} = \frac{9}{4} F b_{v\sigma}, \quad \Delta E_{v\sigma} = \frac{9}{4} F \Delta b_{v\sigma}, \quad \text{тогда } \Delta b_{v\sigma} = b_{1\sigma} - b_{0\sigma} = \frac{4}{9F} kT \ln R. \quad (4)$$

Используя выражения для энергии крутильного осциллятора $E_{v\sigma} = F W_{v\sigma}^{(0)}$, получено $b_{v\sigma} = \frac{4}{9} W_{v\sigma}^{(0)}$, где $W_{v\sigma}^{(0)}$ — коэффициент возмуще-

ния нулевого порядка, входящий в эффективный оператор вращательной энергии, табулирован для различных значений S и $v=0,1,2$ [4].

По найденному из эксперимента R можно определить величину Δb , а также соответствующие ей значения S и U . Расчет показал, что для заданного значения высоты потенциального барьера $U=3$ ккал/моль линии возбужденного состояния должны быть в 4,5 и 4 раза, соответственно для транс-и гош-форм, слабее линий основного состояния. При $U=3$ ккал/моль свободное внутреннее вращение метильной группы маловероятно; по-видимому, здесь, так же как и в подобных молекулах этого класса, имеют место крутильные колебания. Ввиду малости амплитуды таких колебаний можно качественно предсказать пределы изменения вращательных постоянных молекулы в результате поворота группы атомов CH_3 вокруг оси $\text{C}-\text{C}$ на азимутальный угол $\alpha_{\text{max}} \approx 10^\circ$ от положения равновесия. Расчет указывает на незначительные отклонения от значений вращательных постоянных основного состояния, не превышающие 0,01%, что в переводе на частоту составляет около десятка МГц для A и нескольких МГц для B и C , в то время как параметр асимметрии x практически остается неизменным.

Исходя из вышеизложенного, можно заключить, что для определения высоты потенциального барьера целесообразно использование спектра первого возбужденного состояния, в переходах которого ожидаются достаточно большие для обнаружения расщепления. Кроме того, эти переходы с предполагаемой интенсивностью дублетов в 4–4,5 раз слабее основных и должны располагаться в непосредственной близости от соответствующих линий основного состояния.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Спектр. Вначале были обнаружены две одиночные, отстоящие одна от другой на 6,7 МГц линии, штарк-эффект которых качественно подобен переходу $10_{0,10}-10_{1,9}$ основного состояния транс-формы.

Впоследствии удалось выявить подобные сателлиты, сопровождающие некоторые линии ζ^B -ветви основного состояния. Такая же картина наблюдалась вблизи переходов гош-формы. Переходы основного состояния, свободные от соседства мешающих линий, сопровождались отчетливыми и далеко отстоящими сателлитами, чего нельзя сказать о переходах, которые по неблагоприятным обстоятельствам имели спутники со стороны больших частот, чаще в направлении смещения штарковских компонент, что затрудняло их разрешение. Абсолютные значения частот переходов, обладающих малой интенсивностью, не всегда удавалось измерить с максимально возможной точностью, в связи с этим частоты некоторых слабых линий указаны с несколько большей погрешностью. Подобная картина наблюдалась и для переходов гош-изомера. Достаточно четкие сателлиты использовались для определения крутильных частот и потенциальных барьеров.

Идентификация спектра. Значения расщеплений и интенсивности сателлитов, а также расположение их относительно линии основного состояния оказались в ожидаемых пределах. Это дало основание предположить, что наблюдаемый спектр обусловлен крутильными колебаниями метильной группы. Сперва был идентифицирован спектр ζ^B -ветви, берущей начало на частоте 22852 МГц. Так как почти все

линии наблюдались расщепленными, вначале определялись значения $A-C$ и x для A -и E -линий в отдельности. Анализ линий вблизи перехода $0_{00}-1_{10}$ привел к расшифровке спутников, благодаря которым определялись значения вращательных постоянных для A -и E -линий, а также эффективных вращательных констант первого возбужденного состояния для транс-и гош-формы (табл. 3). В связи с тем, что не все линии удавалось измерять с максимальной возможной точностью, вращательные постоянные в табл. 3 даны с погрешностью ± 1 Мгц. Частоты переходов, позволяющие достаточно точно предсказать частоты переходов; последние сравниваются с измеренными в табл. 2. Для некоторых переходов с большим значением J согласие расчета с экспериментом несколько хуже. Здесь также, как и в соответствующих переходах основного состояния, наблюдаются аномалии, обусловленные центробежными возмущениями из-за нежесткости структуры молекулы.

Таблица 2
Частоты переходов первого возбужденного состояния, обусловленного крутильными колебаниями метильной группы

	Переход	ν_A (Мгц)		ν_E (Мгц)		$\Delta\nu$		U , кал/моль	S
		изм.	вычисл.	изм.	вычисл.	изм.	вычисл.		
Транс	2_0-2_{11}	23109,3	23109	23114,0	23114	4,7	4,9	3101	78,2
	5_5-5_{14}	24684,3	24684	24690,0	24690	5,7	5,3	3053	77,0
	$8_{18}-8_{17}$	27615,8	27619	27621,0	27626	5,2	5,7	3120	78,7
	$10_{10}-10_{19}$	30459,7	30465	30466,4	30473	6,7	6,4	3061	77,2
	$3_{12}-3_{22}$	26486,4	26478	26487,88	26478	0,98	0,95	2865	78,6
Гош	$4_{13}-4_{23}$	26954,22	24953	24960,07	24953	0,85	0,76	2843	78,0
	$6_{15}-6_{25}$	20936,8	20935	20937,3	20935	0,5	0,3	—	—
	$7_{16}-7_{26}$	18545,2	18540	18545,0	18540	0,2	0,06	—	—
	$8_{17}-8_{27}$	16003,9	15987	не разрешается	—	0,0	-0,18	—	—
	$9_{18}-9_{28}$	13402,8	13389	13402,3	13388	-0,45	-0,40	2836	77,8
	$10_{19}-10_{29}$	10875,3	10857	10874,7	10856	-0,60	-0,56	2851	78,2
	$7_{16}-7_{25}$	24038,0	24037	24039,08	24038	1,08	1,07	2873	78,8
	$7_{16}-7_{15}$	24651,5	24659	24653,5	24661	2,00	2,44	2944	80,8
	$8_{17}-8_{26}$	24599,9	24587	24601,05	24599	1,15	1,34	2920	80,1

Таблица 3
Вращательные постоянные I возбужденного состояния кручения метильной группы

Вращат. постоян. (Мгц)	Транс		Гош		Транс	Гош
	A	E ^b	A	E ^b		
A ^a	26404	26407	14332,6	—	26406 ^b	14333 ^b
B	3804	3801	5119,6	14332,7	3802	5120
C	3551	3549	4324,4	5119,5	3549	4324
x	—	—	4324,3	—	-0,97786	-0,34094

$$a) A = \frac{1}{3}(A_A + 2A_E), B = \frac{1}{3}(B_A + 2B_E), C = \frac{1}{3}(C_A + 2C_E).$$

б) погрешность ± 1 Мгц.

в) постоянные определены в приближении псевдожесткого волчка.

Частота крутильных колебаний и потенциальный барьер. По полученным из эксперимента вращательным постоянным рассчитывались параметры внутреннего вращения (табл. 4), которые использовались для расчета высоты потенциального барьера U . Среднее значение U , вычисленное из нескольких переходов, получилось равным 3084 ± 50 и 2876 ± 50 кал/моль для транс-и гош-формы, соответственно. По ним производился расчет расщеплений $\Delta\nu = \nu_E - \nu_A$, значения которых сравниваются с измеренными (табл. 2).

Таблица 4

Параметры внутреннего вращения н-пропанола

Параметры	Транс	Гош
I_a (а. е. м. А°²)	3,19312	3,13024
r	0,859086	0,950508
a^2	0,022717	0,002515
d	0,009651	0,174124
f	—	-0,047248
F (кМгц)	184,87	169,908
$U_{ср}$ (кал/моль)	3080 ± 50	2870 ± 50
$S_{ср}$	$77,8 \pm 1$	$78,9 \pm 1$

Из измерений интенсивностей линий основного и первого возбужденного состояний переходов транс-и гош-формы с учетом температуры определялось усредненное значение относительной интенсивности R . В предположении, что отношение статистических весов молекул основного и первого возбужденного состояний равно единице, из выражения (3) получены частоты крутильных колебаний вокруг оси C_3-C_1 : 230 ± 30 и 220 ± 30 см⁻¹ для транс-и гош-формы, соответственно.

Величина потенциального барьера определялась также из отношения интенсивностей линий основного и первого возбужденного состояний: $U_{\text{транс}} = 3,1$ и $U_{\text{гош}} = 2,9$ ккал/моль, что в пределах точности измерения согласуется со значением барьера, полученным из расщеплений.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В табл. 5 приведены крутильные частоты и потенциальные барьеры, затормаживающие внутреннее вращение метильной группы некоторых этано-и пропанозамещенных молекул. Из рассмотрения этих данных трудно уловить закономерность изменения крутильных частот от массы или конфигураций остова, так как разница в значениях ω меньше возможных погрешностей, обусловленных методикой измерения относительных интенсивностей ($\sim 15\%$). Как показал анализ молекулы $CH_3-CHCl=CH_2$, частоты крутильных колебаний почти не зависят от массы и очень слабо зависят от конфигураций остова, так как замена одного или нескольких атомов на его более тяжелый изотоп в остова не приводит к сколько-нибудь заметным изменениям $\omega_{\text{крут}}$. Последние гораздо сильнее зависят от массы и в меньшей степени от структуры метильной группы. Замещение одного или нескольких атомов водорода в метильной группе приводит к значительным изменениям крутильных частот. В этом свете значения ω для н-пропанола хорошо согласуются с наиболее достоверными величинами частот, полученными из микроволновых и колебательных спектров этано-и пропанозамещенных, а небольшое различие в значениях для транс-и гош-формы следует отнести в основном за счет погрешностей методики измерения. Рассмотрение потенциальных барьеров молекул этано-и пропанозамещенных (табл. 5) приводит к выводу, что в последних величина барьера в транс-форме значительно ниже. Очевидно, эта разница обусловлена наличием двух дополнительных связей C_3-N в пропанозамещенных.

Анализ потенциалов взаимодействия по методу Скотта и Шерага [5] двух дополнительных связей $C_3-H_{6,7}$ с метильной группой $C_1H_{1,3}$ свидетельствует о том, что стерические взаимодействия от-

Таблица 5

Потенциальный барьер и частоты крутильных колебаний некоторых этано- и пропанозамещенных

Молекула	Потенц. барьер, кал/моль	Частота крутильн. колеб., см ⁻¹	Метод
H ₃ C—CH ₃	2750	275	МВ* [6]
H ₃ C—CH ₃ F	4250±140		" [7]
H ₃ C—CHF ₂	3700±600	235±40	" [7]
H ₃ C—CF ₃	3700±450	238	" [8]
H ₃ C—CH ₂ Cl	3400±600	236±40	" [9]
H ₃ C—CHCl ₂	3750	239	КС** [10]
H ₃ C—CCl ₃	3000	214	ТД*** [11]
H ₃ C—CH ₂ Br	2800±500	202	МВ [12]
H ₃ C—CH ₂ CN	3567±30		" [13]
H ₃ C—CH ₂ OH	3280±230	226	ТД [14]
	3000	256	МВ [14]
	3420		" [15]
H ₃ C—CH ₂ CH ₂ F (транс)	2690±40		" [15]
H ₃ C—CH ₂ CH ₂ F (гош)	2870±40		" [15]
H ₃ C—CH ₂ CH ₂ Cl (транс)	3200		" [16]
H ₃ C—CH ₂ CH ₂ Cl (гош)	2700		" [16]
H ₃ C—CH ₂ CH ₂ OH (транс)	3084±50	230±40	"
H ₃ C—CH ₂ CH ₂ OH (гош)	2876±50	220±40	"

*микроволновая спектроскопия, **колебательная спектроскопия, ***термодинамический метод.

дельно взятых атомов водорода H₁, H₃ и H₆, H₇ незначительны и поэтому не могут быть причастны к понижению транс-барьера. Предполагается, что понижение транс-барьера обусловлено отталкивающим взаимодействием диполей $\vec{C}_1-\text{H}$ и $\vec{C}_\alpha-\text{H}$, которое максимально при параллельном и минимально при их перпендикулярном расположении. Как видно из рисунка, диполи $\vec{C}_1-\text{H}_{1,3}$ и $\vec{C}_\alpha-\text{H}_{6,7}$ параллельны и потенциалы их взаимодействия в устойчивом положении групп (в точках $\varphi = 0, \pm 120^\circ$) максимальны, что должно приводить к повышению минимума потенциальной кривой. Следует отметить одновременное повышение потенциала отталкивающего взаимодействия в точках максимума ($\varphi = 60, 180, 300^\circ$), однако вследствие уменьшения угла взаимного расположения диполей $\vec{C}_1-\text{H}$ и $\vec{C}_\alpha-\text{H}$ возрастание потенциала должно быть несколько меньше, чем в точке минимума. Таким образом, наличие двух дополнительных связей $\text{C}_\alpha-\text{H}$ приводит к общему понижению эффективного барьера ($U_0 < U'_0$) транс-формы пропанозамещенных и, в частности, н-пропилового спирта. Понижение гош-барьера относительно транс-может объясняться тем, что при повороте группы атомов CH₂OH на $\sim 120^\circ$ от транс-формы, помимо предполагаемого выше отталкивающего взаимодействия диполей $\vec{C}_1-\text{H}_{1,3}$, по-видимому, имеет место притягивающее диполь-дипольное взаимодействие связей $\vec{C}_1-\text{H}$ и $\vec{C}-\text{O}$, которое и приводит к понижению гош-барьера и, как свидетельствует эксперимент, стабилизирует гош-изомер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Herschbach D. R. J. chem. phys., 31, 91, 1959.
2. Иманов Л. М., Абдурахманов А. А., Рагимова Р. А. „Оптика и спектроскопия“, т. 25, 954, 1968.
3. Абдурахманов А. А., Рагимова Р. А., Иманов Л. М. „Оптика и спектроскопия“, т. 26, 135, 1969.

4. Tables Relating to Matheu Function. Columbia University Press, 1951.
5. Scott R. A., Scheraga H. A., J. chem. phys., 42, 2209, 1965
6. Smith L. G. J. chem. phys., 17, 139, 1949.
7. Kraitchman J. and Dailey B. P. J. chem. phys., 23, 184, 1955; Herschbach D. J. chem. phys., 25, 358, 1956.
8. Nielsen I. J., Classen H. H., Smith D. C. J. chem. phys., 18, 1471, 1950
9. Wagner R. S. and Dailey B. P. J. chem. phys., 26, 1588, 1957.
10. Daasch L. W., Liang C. Y., Nielsen J. R. J. chem. phys., 22, 1293, 1954.
11. Таунс Ч. и Шавлов А. Радиоспектроскопия. М., 1959.
12. Wagner R. S., Dailey B. P., Solimene N. J. chem. phys., 23, 599, 1955
13. Lerner R. G., Dailey B. P. J. chem. phys., 26, 678, 1957.
14. Иманов Л. М., Каджар Ч. О. „Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук“, 26, 3—4, 33, 1967. Pitzer K. S. Discussions of F. soc., 10, 66, 1951.
15. Hirota E. J. chem. phys., 37, 283, 1962.
16. Sarachman T. N. J. chem. phys., 39, 469, 1963.

Физический институт
АН Азерб. ССР

Поступило 21. VI 197

А. А. Эбдуррахманов, Р. Э. Рагимова, Л. М. Иманов

Нормал пропил спирти молекулунда дахили фырланма

ХҮЛАСЭ

Мәгаләдә нормал пропил спирти молекулунда метил группунун C—C рабитәси этрафында фырланмасы илә јаранан дахили фырланма мәсәләләринә бахылмышдыр.

Метил группунун бурулма рәгсләриндән алынган биринчи һәјәчанланмыш һал үчүн ики спектр ујғунлашдырылмыш, фырланма сабитләри, бурулма рәгсләринин тезлији вә метил группунун фырланмасына мане олан потенциал чәпәрин һүндүрлүјү тәјин олунышдыр.

Д. Ш. АБДИНОВ, Г. Г. МАМЕДАЛИЕВА, Ф. Б. ГАДЖИЕВ
ОБ ИЗМЕНЕНИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ СЕЛЕНА
ПРИ ОСВЕЩЕНИИ

При освещении селена проводимость возрастает на несколько порядков, сохраняя повышенное значение и после прекращения освещения [1—3]. Авторы [1], изучая фотопроводимость поликристаллического селена при низких температурах, предполагают, что сохранение высокой проводимости после освещения связано с наличием в запретной зоне селена локальных уровней типа ловушек или уровней прилипания, природа которых пока не выяснена.

Исследуя температурную зависимость световой и темновой электропроводности (σ), а также временную зависимость σ при освещении и после выключения освещения, мы сделали попытку получить информацию о механизме изменения σ селена в этих условиях. Исследования проводились на поликристаллическом чистом, монокристаллическом чистом, обескислороженном, а также на выращенном в атмосфере хлора, образцах селена, имевших одинаковую толщину и площадь.

Температурная зависимость темновой и световой проводимости монокристалла селена показана на рис. 1, где кривые 1, 1а; 2, 2а; 3, 3а соответственно относятся к обычному, обескислороженному и содержащему ~0,01 ат. % примеси хлора монокристаллам селена. Образцы освещались электрической лампой (освещенность ~30 лк). Опыты показали, что кривые электропроводности моно- и поликристаллических образцов селена имеют насыщение при 15—25 лк. Зависимость электропроводности от времени подсветки представлена на рис. 2. Видно, что:

а) во всех случаях при включении освещения электропроводность образцов значительно возрастает по сравнению с темновым значением. Образцы

при низких температурах более чувствительны к свету (некоторое исключение составляет обескислороженный селен), чем при ~300°К.

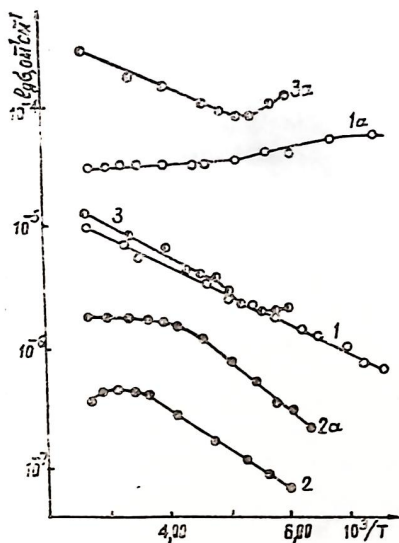


Рис. 1 Температурная зависимость темновой и световой проводимости для чистого (1, 1а), обескислороженного (2, 2а) и с примесью хлора (3, 3а) монокристаллов селена, соответственно.

б) после снятия освещения электропроводность долго не возвращается к первоначальному темновому значению, причем самыми инерционными являются поликристаллический и монокристаллический обескислороженный селен. Так, например, время достижения насыщения при ~180°К для поликристаллического и обескислороженного монокристаллического селена составляет соответственно ~180 и 60 сек. При комнатной температуре это время сокращается.

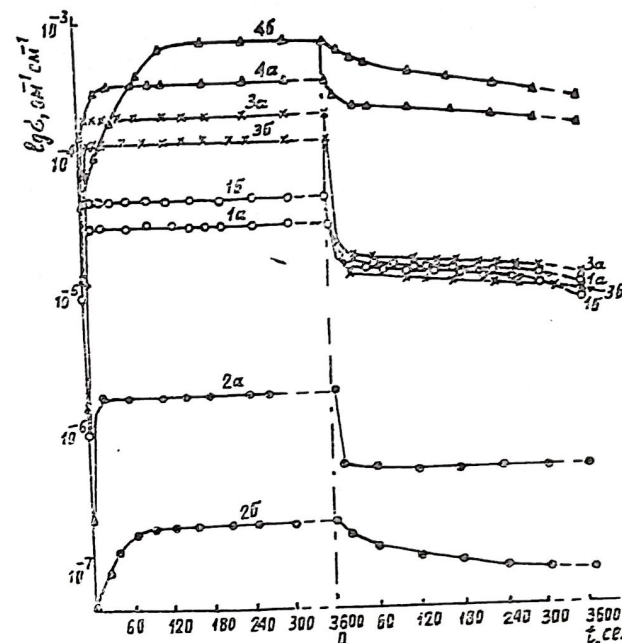


Рис. 2. Временная зависимость электропроводности при освещении и после выключения освещения, полученная при температурах комнатной (а) и жидкого азота (б), для чистого (1, 1а), обескислороженного (2а, 2б), монокристаллов селена с примесью хлора (3а, 3б) поликристаллического (4а, 4б) селена

с) при введении в обескислороженный селен примесей кислорода и хлора фоточувствительность образцов значительно повышается и фотопроводимость достигает конечного значения мгновенно (в пределах чувствительности эксперимента).

Результаты работы [2] свидетельствуют о том, что как за изменение значений при освещении, так и за экспоненциальную температурную зависимость электропроводности ответственна подвижность носителей, а концентрация последних остается почти неизменной. В [3] изучением влияния степени механических деформаций на электрические свойства монокристаллов селена установлено, что в последних содержится достаточное количество заряженных дефектов, которые являются потенциальными барьерами при движении носителей тока. При освещении эти дефекты заполняются (нейтрализуются), что приводит к росту подвижности носителей тока и, следовательно, электропроводности.

Исходя из вышеизложенного [пункты б) и с)], можно предположить, что указанные дефекты в селене бывают двух типов: „быстродействующие“ и „инерционные“. Первые заполняются и опустошаются значительно быстрее, чем вторые. При этом в фоточувствительности монокристаллических образцов основную роль играют „быстродейст-

вующие" дефекты (исключение составляет обескислороженный монокристалл селена), а в поликристаллических — "инерционные".

Так как при обескислороживании монокристаллических образцов их фоточувствительность падает, а при легировании кислородом и хлором возрастает, то можно предположить, что "быстродействующие" дефекты обусловлены примесями.

Известно, что обескислороживание приводит к неупорядоченности в структуре селена [4,5]. Таким образом, поскольку в поликристаллических и обескислороженных образцах монокристалла селена основную роль играют "инерционные" дефекты, то можно предположить, что последние обусловлены несовершенством строения кристаллической решетки (поликристаллическостью).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ходосевич П. К., Коломиец Б. Т. ФТТ, т. 6, вып. 5, 1964.
2. Абдуллаев Г. Б., Алиев Г. М., Мехтиева С. И., Мамадалиев Г. Г., Гаджиев Ф. Б., Джалилов Н. З., Абдинов Д. Ш. "ДАН СССР", 194, 1970, № 4.
3. Stuke J. "Phys. stat. sol.", 1965, 8, 2.
4. Vasko A. "The physics of selenium and tellurium", Proceedings of the International Symposium held at Montreal, Canada, Oct. 1967.
5. Henkels H. W. and Maczulk J. Journal of appl. Phys. Vol. 25, 1954, № 1.

Физический институт
АН Азерб. ССР

Поступило 12. VII 1971

Ч. Ш. Абдинов, К. Г. Маммәдәлијева, Ф. Б. Нәччјев

Селенин ишыгландырымасы заманы електрик кечирмәсинин
дәјишмәси һаггында

ХУЛАСӘ

Мәгаләдә тәмиз поликристал, тәмиз монокристал, оксикендән тәмизләнмиш вә хлор атмосфериндә алынған монокристалын електрик-кечиричилијинин ишыгда вә Һарағлыда температур асылылығы, һәмчинин електриккечиричилијин ишыгланмадан вә ишыгланмадан сонрақы вахтдан асылылығы һаггында мә'лумат еғилмәшдир. Ајдын олмушдур ки, ишыгланма анындан башлајарағ бүтүн нүмунәләрин електриккечиричилији гаранлыда алдығы гијмәтә нисбәтән хејли артыр вә узун мүддәт әрзиндә әввәлки гијмәтини ала билмир. Белә ки, поликристал вә оксикендән тәмизләнмиш монокристал селен даһа чох инерсиалдыр. Монокристал селенә ашгарлар дахил етдикдә фототәһассаслығы хејли дәрәчәдә артыр вә електриккечиричилик өзүнүн сон гијмәтинә ани оларағ чатыр.

Алынмыш фактлара әсасән фәрз едилир ки, ишыгланмада селенин чох артмасына сәбәб олан дефектләр ики нөвдән ибарәтдир: "инерсиал" вә "сүр'әтлә тә'сиредици". Белә ки, "сүр'әтлә тә'сиредици" дефектләр ашгарларла, "инерсиал" дефектләр исә селенин кристал гәфәси гурулушунун гејри-тәкмил олмасы илә әлағәләндирилир.

И. Р. НУРИЕВ, Р. Б. ШАФИЗАДЕ

ОБ УСЛОВИЯХ ОБРАЗОВАНИЯ И УСТОЙЧИВОСТИ ТЕТРАГОНАЛЬНОЙ МОДИФИКАЦИИ Ag_2Se

Согласно диаграмме состояния [1], в системе $Ag-Se$ существует лишь одно соединение состава Ag_2Se , которое по данным [2, 4] образует низкотемпературную ромбическую α -модификацию с периодами $a=7,05$; $b=7,85$ и $c=4,33$ Å и высокотемпературную кубическую β -фазу с $a=4,98$ Å. Структуры этих фаз определены в работах [2, 3]. В электроно-графических исследованиях [4, 5] приводятся сведения и о тетрагональной модификации Ag_2Se с периодами элементарной ячейки $a=7,06$ и $c=4,98$ Å, что с другой стороны подтверждается работами [6—8], посвященными исследованию электрических свойств Ag_2Se . О структуре тетрагональной фазы в литературе данных нет. В указанных работах приводятся лишь противоречивые результаты относительно образования и устойчивости этой фазы.

Целью настоящей работы являлось изучение условий образования устойчивости, а также некоторых структурных характеристик тетрагональной модификации Ag_2Se . Для решения этой задачи нами был произведен электронографический анализ пленок системы $Ag-Se$, полученных как при последовательном, так и при одновременном осаждении компонентов. Испарение велось из двух источников, находящихся на определенном расстоянии друг от друга в вакууме $\sim 10^{-5}$ мм рт. ст. Подложками служили свежесколотые грани $NaCl$ и целлулоид, находящиеся при комнатной температуре.

Нами установлено, что последовательное испарение компонентов приводит к образованию по всей плоскости конденсации, независимо от порядка напыления, тетрагональной фазы Ag_2Se . Данная фаза образуется и при одновременном осаждении компонентов, однако лишь в областях, содержащих избыток серебра или селена. Избыток компонентов в решетку тетрагональной модификации не входит, он оказывает лишь замедляющее действие на превращение тетрагональной модификации Ag_2Se в ромбическую.

Образование тетрагональной фазы не требует дополнительной термообработки и завершается сразу же после напыления, что свидетельствует о большой скорости реактивной диффузии между компонентами. Устойчивость тетрагональной фазы проверялась нагревом образца в интервале $20-160^\circ C$. Кинематическая электронограмма [9], снятая в режиме непрерывного нагрева от комнатной до $160^\circ C$ с последующим охлаждением образца, представлена на рис. 1, где отмечены температурный режим и фазовый состав объекта. При ком-

натной температуре существует тетрагональная модификация Ag_2Se , которая при 120°C переходит в кубическую $\beta=\text{Ag}_2\text{Se}$.

При охлаждении кубическая модификация Ag_2Se превращается в ромбическую, а не в исходную тетрагональную. Этот переход происходит не непосредственно, а через промежуточную метастабильную фазу, которая индицируется на основе вышеуказанной тетрагональной решетки с периодами $a=7,06$ и $c=4,98 \text{ \AA}$,

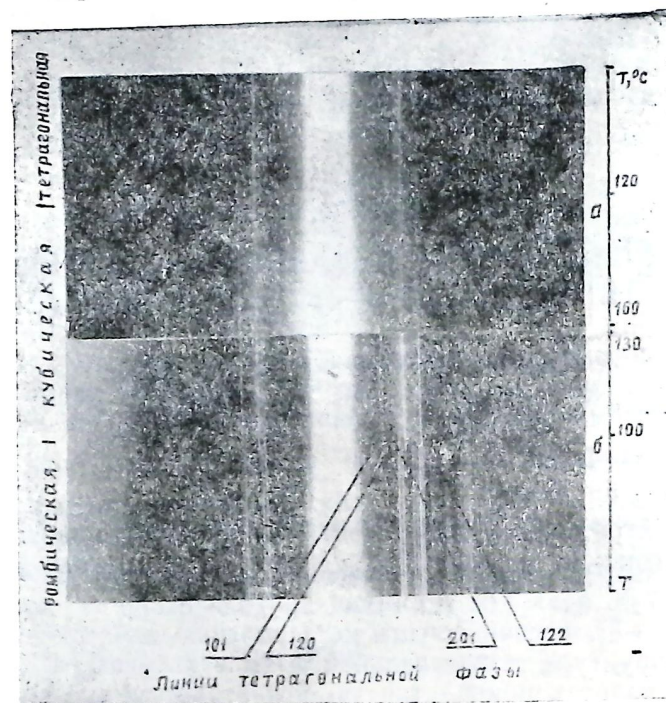


Рис. 1. Кинематическая электронограмма превращений в пленках Ag_2Se .

Таким образом, образующаяся при комнатной температуре тетрагональная модификация Ag_2Se является промежуточной метастабильной, переходной структурой, а устойчивой оказывается ромбическая фаза Ag_2Se . Изотермический отжиг образцов тетрагональной модификации Ag_2Se при температурах $50-100^\circ\text{C}$ подтвердил полученные результаты о метастабильности указанной фазы. Длительное хранение образцов тетрагональной модификации Ag_2Se при комнатной температуре также приводит к переходу их в ромбическую фазу.

Этот результат подтверждается и изменением температурной зависимости электросопротивления пленок Ag_2Se . Кривые I, II, представленные на рис. 2, иллюстрируют температурную зависимость электросопротивления для пленок Ag_2Se как при нагреве, так и при охлаждении образцов. Как видно из рисунка (кривая I), в интервале $20-120^\circ\text{C}$ в пленках наблюдается полупроводниковый ход проводимости, что соответствует тетрагональной модификации Ag_2Se (сравним с электронограммой рис. 1, а), а в интервале $120-160^\circ\text{C}$ — металлическая проводимость, соответствующая образованию $\beta=\text{Ag}_2\text{Se}$ (рис. 1, а).

При охлаждении металлический ход проводимости сохраняется до температуры $\sim 100^\circ\text{C}$ (еще существует кубическая фаза Ag_2Se), а в интервале $100-80^\circ\text{C}$ он сменяется на полупроводниковый (образование промежуточной тетрагональной фазы). При дальнейшем понижении температуры вновь появляется металлическая проводимость,

которая сохраняется вплоть до комнатной температуры, что связано с переходом пленки в ромбическую структуру (сравним с электроно-

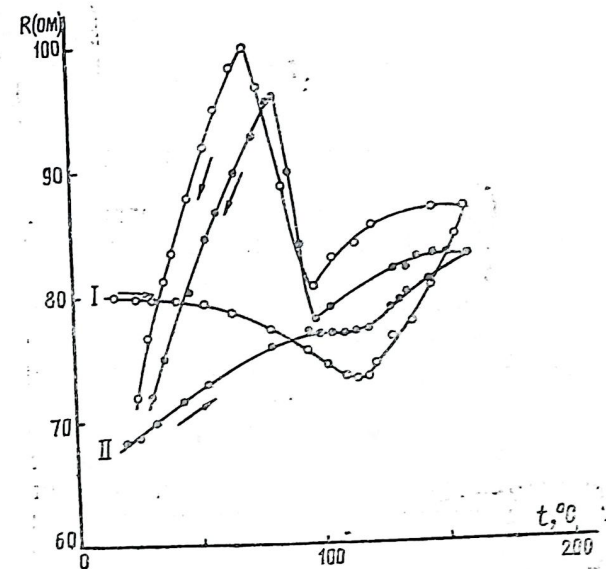


Рис. 2. Температурная зависимость электро-сопротивления пленок Ag_2Se .

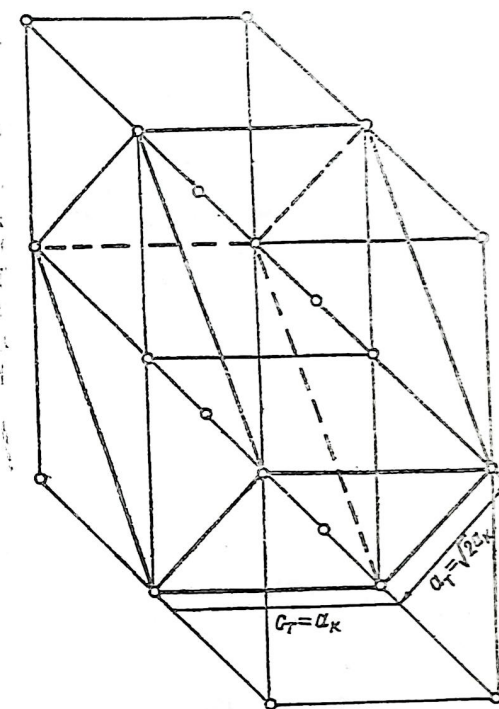


Рис. 3. Связь между периодами кубической и тетрагональной ячеек Ag_2Se .

граммой рис. 1, б). Повторный нагрев пленок (кривая II) выявляет металлический характер проводимости ромбической модификации Ag_2Se , что согласуется с данными [2, 4].

Обращает на себя внимание существование простых соотношений между периодами тетрагональной и кубической модификаций Ag_2Se : $c_t = a_k$; $a_t = a_k \sqrt{2}$, что, возможно, обусловлено тесной связью их структур. Эта связь проявляет себя на электронограммах тем, что при переходе от кубической к тетрагональной линии исходной фазы сохраняются, т. е. каркас решетки β -фазы, состоящий из атомов Se [3], не изменяется. Появление дополнительных линий, характеризующих тетрагональную фазу, обусловлено перераспределением атомов серебра. На рис. 3 представлен каркас элементарной ячейки кубической фазы, образованный атомами селена (приводятся четыре ячейки $\beta = \text{Ag}_2\text{Se}$), и возможный вариант образования тетрагональной ячейки. Основание ячейки тетрагональной фазы образуется плоскими диагоналями кубических ячеек, а параметр $c_t = a_k$. Из сравнения отношений объема тетрагональной ячейки к объемам ромбической и кубической, которые соответственно равны 1 и 2, вытекает, что в элементарной ячейке тетрагональной фазы содержатся четыре молекулы Ag_2Se .

Таким образом, можно предположить, что в основе структуры тетрагональной модификации Ag_2Se лежит следующая модель: четыре атома Se располагаются на вершинах ребер и на гранях ячейки, а восемь атомов серебра занимают частично упорядоченные положения.

Выводы

Определены условия образования и устойчивости тетрагональной модификации Ag_2Se . Установлено, что указанная фаза Ag_2Se образуется в результате взаимодействия компонентов (Ag и Se) при осаждении в вакууме. Показано, что тетрагональная модификация Ag_2Se является промежуточной, метастабильной формой, а устойчивой оказывается ромбическая модификация Ag_2Se .

Определен характер проводимости различных модификаций пленок Ag_2Se (ромбическая и кубическая—металлическая проводимость, тетрагональная—полупроводниковая).

Предложена модель структуры тетрагональной модификации Ag_2Se , в которой атомы Se располагаются на вершинах и гранях ячейки, образованной плоскими диагоналями и ребрами кубических ячеек $\beta = \text{Ag}_2\text{Se}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хансен М., Андерко К. Структуры двойных сплавов. 1. Металлургиздат М., 1962.
2. Пинскер З. Г., Чжоу Цзин-лян, Имамов Р. М., Лапидус Е. Л. „Кристаллография“, 10, 275 (1965).
3. Rahlfs P. Zs. Phys. Chem., B. 31. 157 (1936).
4. Эфендиев Г. А., Нуриев И. Р., Шафизаде Р. Б. „Кристаллография“, 14, 915, (1969).
5. Boettcher A., Haase G., Treupel H. Zs. für angewandte Physik, 7, 478, (1955).
6. Junod P. Helv. Phys. acta, 32, 567 (1959).
7. Baer I., Busch G., Fröhlich C., Steigmeier E. Zs. für. Naturf. B 17a, 886 (1962).
8. Dalven R., Gill R. Physical Review, 159, 645 (1967).
9. Эфендиев Г. А., Шафизаде Р. Б. „Приборы и техника эксперимента“, 1, 142 (1963).

Н. Р. Нуриев, Р. Б. Шафизаде

Ag_2Se бирләшмәсинин тетрагонал модификациясынын
эмәлә кәлмәси шәртләри вә дајаныглыгы һаггында

ХҮЛАСӘ

Тәдгигатда кинематик электронография вә електрик өлчүләрлә Ag_2Se бирләшмәсинин назик тәбәгәләриндә тетрагонал модификациянын алынмасы шәртләри вә дајаныглыгы өјрәнилмишдир.

Мүәјјән едилмишдир ки, тетрагонал модификация компонентләрин гаршылыгы тәсири нәтичәсиндә метастабил формада јараныр.



УДК 621. 3. 051. 025:001. 24

Ч. М. ДЖУВАРЛЫ, Е. В. ДМИТРИЕВ,
Э. М. ДЖАФАРОВ, К. А. АХМЕДОВ

К РАСЧЕТУ ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ ДЛЯ УЧЕТА ПОВЕРХНОСТНОГО ЭФФЕКТА В ЗЕМЛЕ И ПРОВОДАХ ЛИНИЙ ЭЛЕКТРОПЕРЕДАЧ

Параметры линий электропередач (ЛЭП), учитывающие поверхностный эффект в проводах и земле, зависят от частоты [1, 2]. При численных расчетах волновых процессов в ЛЭП с учетом поверхностного эффекта целесообразно разделение этих параметров на постоянную и переменную, зависящую от частоты, части

$$L_0 = L' + L'', \quad [r_0 = r' + r'', \quad L'' = L''(\omega), \quad r = r''(\omega)]$$

и моделирования комплексного сопротивления $r'' + j\omega L''$ моделью Н. Н. Щедрина, состоящей из κ ветвей L, r с постоянными параметрами [3].

Требованием моделирования является соответствие в κ -ом приближении частотных характеристик и токов сопротивления $r'' + j\omega L''$ и модели. Эти требования удовлетворяются при определении параметров модели из условия соответствия проводимости ветви L'', r'' и модели при κ фиксированных значениях частот:

$$\sum_{n=1}^{\kappa} (r_n + j\omega_m L_n)^{-1} = (r_m + j\omega_m L_m)^{-1}, \quad m = 1, 2, \dots, \kappa, \quad (1)$$

где L_n, r_n — матричные параметры κ -ой ветви модели, L_m, r_m — значения параметров моделируемой ветви при частоте ω_m , которые могут быть либо вычислены теоретически [1, 2], либо получены экспериментально [4]. При моделировании поверхностного эффекта предполагается, что частотная характеристика $L(\omega), r(\omega)$ модели и ветви L'', r'' отличаются незначительно в промежутках между фиксированными значениями ω_m и как угодно различаются вне диапазона моделирования. Причем с ростом числа ветвей модели точность моделирования частотной характеристики увеличивается.

Решение системы (1) привлекло внимание в связи с разработкой физических моделей линий электропередач. В этом случае даже при двух ветвях модели Н. Н. Щедрина решение (1) получается сложным и громоздким [5, 6]. Нами получены простые формулы для определения параметров модели, состоящей из трех и четырех ветвей. Параметры модели, состоящей из пяти и более ветвей могут быть определены лишь с помощью численных методов.

Так как при $\omega = 0$ сопротивление $r'' = 0$ (при $\omega = 0$ сопротивление земли равно нулю, а сопротивление провода — постоянному току, r' не входит в r''), в модели можно принять $r_1 = 0$. При численном решении (1) для r_1 получается весьма малое значение, которым можно пренебречь.

Пусть $m = 3$. Обозначим $L_1^{-1} = b', r_2^{-1} = g_2, r_3^{-1} = g_3$ и введем $L_2 = \chi_2 r_2, L_3 = \chi_3 r_3$, при этом (1) примет вид

$$-j\omega_m^{-1} b' (1 + j\omega_m \chi_2) (1 + j\omega_m \chi_3) + g_2 (1 + j\omega_m \chi_3) + g_3 (1 + j\omega_m \chi_2) = (a_m - j\omega_m b_m) [1 + j\omega_m (\chi_2 + \chi_3) - \omega_m^2 \chi_2 \chi_3], \quad (2)$$

где

$$a_m = \frac{r_m^2}{r_m^2 + \omega_m^2 L_m^2}, \quad b_m = \frac{L_m^2}{r_m^2 + \omega_m^2 L_m^2}.$$

Введя $y_1 = \chi_2 \chi_3, y_2 = \chi_2 + \chi_3$, после преобразований из (2) найдем:

$$b' y_2 + g_2 + g_3 = a_1 - a_1 \omega_1^2 y_1 + \omega_1^2 b_1 y_2, \quad (3)$$

$$b' y_2 + g_2 + g_3 = a_2 - a_2 \omega_2^2 y_1 + \omega_2^2 b_2 y_2, \quad (4)$$

$$b' y_2 + g_2 + g_3 = a_3 - a_3 \omega_3^2 y_1 + \omega_3^2 b_3 y_2, \quad (5)$$

$$b' y_1 \chi_3 + g_2 \chi_3 + g_3 \chi_2 = a_1 y_1 - b_1 + \omega_1^2 b_1 y_2 + \omega_1^{-2} b', \quad (6)$$

$$b' y_1 \chi_3 + g_2 \chi_3 + g_3 \chi_2 = a_2 y_1 - b_2 + \omega_2^2 b_2 y_2 + \omega_2^{-2} b', \quad (7)$$

Уравнения (3)–(7) позволяют определить искомые значения r_2, r_3 и L_1, L_2, L_3 . Исключая из (4) и (5) с помощью (3) $b' y_2 + g_2 + g_3$ для определения y_1 и y_2 составим систему:

$$-(a_1 \omega_1^2 - a_2 \omega_2^2) y_1 + (\omega_1^2 b_1 - \omega_2^2 b_2) y_2 = -a_1 + a_2, \quad (8)$$

$$-(a_1 \omega_1^2 - a_3 \omega_3^2) y_1 + (\omega_1^2 b_1 - \omega_3^2 b_3) y_3 = -a_1 + a_3.$$

Здесь y_1 и y_2 служат коэффициентами уравнения

$$\chi^2 - y_2 \chi + y_1 = 0, \quad (9)$$

решив которое найдем χ_2 и χ_3 . Исключив из (6) с помощью (7) $b' y_1 + g_2 \chi_3 + g_3 \chi_2$, найдем

$$b' = (\omega_1^{-2} - \omega_2^{-2})^{-1} [(a_1 - a_2) y_2 - b_1 + b_2 + (\omega_1^2 b_1 - \omega_2^2 b_2) y_1]. \quad (10)$$

Для определения g_2 и g_3 воспользуемся выражениями (3) и (6), которые дают

$$g_2 + g_3 + a_1 - a_1 \omega_1^2 y_1 + \omega_1^2 b_1 y_2 - b' y_2, \quad (11)$$

$$\chi_3 g_2 + \chi_2 g_3 = a_1 \chi_2 - b_1 + \omega_1^2 b_1 y_1 + b' \omega_1^{-2}.$$

Таким образом, алгоритм вычисления r_2, r_3, L_1, L_2, L_3 заключается в следующем. Решая (8), находим y_1 и y_2 . Уравнения (9) дают χ_2 и χ_3 , (10) дает b' , откуда $L_1 = b'$, а g_2 и g_3 определяется из (11):

$$r_2 = g_2^{-1}, \quad r_3 = g_3^{-1}, \quad L_2 = \chi_2 r_2, \quad L_3 = \chi_3 r_3.$$

Пусть $m = 4$. Для этого случая получим систему уравнений.

Первая система имеет вид

$$\begin{bmatrix} A_1 & A_2 & A_3 \\ B_1 & B_2 & B_3 \\ C_1 & C_2 & C_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_1 \\ y_2 \\ y_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \\ C_0 \end{bmatrix}, \quad (12)$$

где

$$y_1 = \chi_2 \chi_3 \chi_4, \quad y_2 = \chi_2 \chi_3 + \chi_2 \chi_4 + \chi_3 \chi_4, \quad y_3 = \chi_2 + \chi_3 + \chi_4$$

$$A_1 = -(\omega_2^4 b_2 - \omega_1^4 b_1) \sigma_1 + (\omega_3^4 b_3 - \omega_1^4 b_1) \sigma_2,$$

$$B_1 = -(\omega_2^4 b_2 - \omega_1^4 b_1) \sigma_1 + (\omega_4^4 b_4 - \omega_1^4 b_1) \sigma_3,$$

$$\begin{aligned}
C_1 &= -(\omega_2^4 b_2 - \omega_1^4 b_1) \sigma_4 + (\omega_3^4 b_3 - \omega_1^4 b_1) \sigma_5, \\
A_2 &= -(\omega_2^2 a_2 - \omega_1^2 a_1) \sigma_1 + (\omega_3^2 a_3 - \omega_1^2 a_1) \sigma_2, \\
B_2 &= -(\omega_2^2 a_2 - \omega_1^2 a_1) \sigma_1 + (\omega_4^2 a_4 - \omega_1^2 a_1) \sigma_3, \\
C_2 &= -(\omega_2^2 a_2 - \omega_1^2 a_1) \sigma_4 + (\omega_3^2 a_3 - \omega_1^2 a_1) \sigma_5, \\
A_3 &= (\omega_2^2 b_2 - \omega_1^2 b_1) \sigma_1 + (\omega_3^2 b_3 - \omega_1^2 b_1) \sigma_2, \\
B_3 &= (\omega_2^2 b_2 - \omega_1^2 b_1) \sigma_1 + (\omega_4^2 b_4 - \omega_1^2 b_1) \sigma_3, \\
C_3 &= (\omega_2^2 b_2 - \omega_1^2 b_1) \sigma_4 + (\omega_3^2 b_3 - \omega_1^2 b_1) \sigma_5, \\
A_0 &= (a_2 - a_1) \sigma_1 - (a_3 - a_1) \sigma_2, \quad B_0 = (a_2 - a_1) \sigma_1 - (a_4 - a_1) \sigma_3, \\
C_0 &= (b_2 - b_1) \sigma_4 - (b_3 - b_1) \sigma_5, \quad \sigma_1 = (\omega_1^2 - \omega_2^2)^{-1}, \\
\sigma_2 &= (\omega_1^2 - \omega_3^2)^{-1}, \quad \sigma_3 = (\omega_1^2 - \omega_4^2)^{-1}, \quad \sigma_4 = 1 - \frac{\omega_1^2}{\omega_2^2}, \quad \sigma_5 = 1 - \frac{\omega_1^2}{\omega_3^2}.
\end{aligned}$$

Вторая система представляется в виде

$$\chi^3 - y_3 \chi^2 + y_2 \chi - y_1 = 0. \quad (13)$$

Корнями (13) являются χ_2, χ_3, χ_4

$$b' = (\omega_1^{-2} - \omega_2^{-2})^{-1} [(a_1 - a_2) \chi_3 - (a_1 \omega_1^2 - a_2 \omega_2^2) \chi_2 - b_1 + b_2 + (\omega_1^2 b_1 - \omega_2^2 b_2) \chi_1].$$

Третья система выглядит следующим образом:

$$\begin{bmatrix} D_1 & D_2 & D_3 \\ E_1 & E_2 & E_3 \\ F_1 & F_2 & F_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} g_2 \\ g_3 \\ g_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D_0 \\ E_0 \\ F_0 \end{bmatrix}, \quad (14)$$

Здесь $D_1 = \chi_3 \chi_4, D_2 = \chi_2 \chi_4, D_3 = \chi_2 \chi_3,$

$$D_0 = (\omega_1^2 - \omega_2^2)^{-1} [a_2 - a_1 - (a_2 \omega_2^2 - a_1 \omega_1^2) y_2 + (\omega_2^2 b_2 - \omega_1^2 b_1) y_3 - (\omega_2^2 b_2 - \omega_1^2 b_1) y_1] - b' y_1,$$

$$E_1 = \chi_3 + \chi_4, \quad E_2 = \chi_2 + \chi_4, \quad E_3 = \chi_2 + \chi_3,$$

$$E_0 = \omega_1^{-2} b' + a_1 y_3 - a_1 \omega_1^2 y_1 - b_1 + \omega_1^2 b_1 y_2 - b' y_2,$$

$$F_1 = 1 - \omega_1^2 \chi_3 \chi_4, \quad F_2 = 1 - \omega_1^2 \chi_2 \chi_4, \quad F_3 = 1 - \omega_1^2 \chi_2 \chi_3,$$

$$F_0 = \omega_1^2 (b' y_1 + a_1 - a_1 \omega_1^2 y_2 + \omega_1^2 b_1 y_3 - \omega_1^4 b_1 y_1) - b' y_2,$$

$$r_2 = g_2^{-1}, \quad r_3 = g_3^{-1}, \quad r_4 = g_4^{-1},$$

$$L_1 = g'^{-1}, \quad L_2 = \chi_2 r_2, \quad L_3 = \chi_3 r_3, \quad L_4 = \chi_4 r_4.$$

Выводы

Исследование частотных характеристик модели поверхностного эффекта, состоящих из двух, трех, четырех и более ветвей, показывает, что с ростом числа ветвей увеличивается точность моделирования. Для исследования волновых процессов в линиях, вызванных различными коммутациями, можно ограничиться использованием модели из трех ветвей, погрешность которой в диапазоне 50—1000 $\mu\Omega$ не превышает 3%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кайданов Ф. Г., Костенко М. В., Перельман Л. П. „Электричество“, 1965, № 3.
2. Galloway P. H., Shorrock W. B. and Wedepohl L. W. Calculation of electrical parameters for short and long polyphase transmission lines. PROC IEE, Vol III, NO. 112 Decemdr 1964.

3. Джуварлы Ч. М., Дмитриев Е. В. „Изв. АН СССР, Энергетика и транспорт“, 1971, № 2.
4. Шур С. С., Артёмьев Д. Е. „Электричество“, 1958, № 1.
5. Зуев Э. Н., Смирнов С. С. Тр. МЭИ, вып., VI, 1964.
6. Ковалева А. В., Хакимова Ф. З. Тр. СибНИИЭ. Параметры и переходные режимы дальних электропередач. Изд-во „Наука“, Новосибирск, 1966.

Физический институт
АН Азерб. ССР

Поступило 3. VIII 1971

Ч. М. Чуварлы, Я. В. Дмитриев, Е. М. Чофаров, К. Э. Эмедов

ЕВХ вә јердә јаранан сәтһ еффектини нәзәрә алмагла
ЕВХ параметрлеринин һесаблинасына даир

ХҮЛАСӘ

Мәгаләдә електрик верилмиш хәттинин нагиліндә вә јердә јаранан сәтһ еффектлерини нәзәрә алмагла, 3 вә 4-будагдан (r, L) ибарәт олан ЕВХ моделинин параметрлеринин һесаблама формулары тәклиф олунмушдур. Бурада r, L — m нагилли ЕВХ-һий m -чи тәртиб матрисидир.

Исследование частотных характеристик модели поверхностного эффекта, состоящих из двух, трех, четырех и более ветвей, показывает, что с ростом числа ветвей увеличивается точность моделирования. Для исследования волновых процессов в линиях, вызванных различными коммутациями, можно ограничиться использованием модели из трех ветвей, погрешность которой в диапазоне 50—1000 $\mu\Omega$ не превышает 3%.

$$(1) \quad \frac{1}{\omega_1^2 - \omega_2^2} [a_2 - a_1 - (a_2 \omega_2^2 - a_1 \omega_1^2) y_2 + (\omega_2^2 b_2 - \omega_1^2 b_1) y_3 - (\omega_2^2 b_2 - \omega_1^2 b_1) y_1] - b' y_1$$

Исследование частотных характеристик модели поверхностного эффекта, состоящих из двух, трех, четырех и более ветвей, показывает, что с ростом числа ветвей увеличивается точность моделирования. Для исследования волновых процессов в линиях, вызванных различными коммутациями, можно ограничиться использованием модели из трех ветвей, погрешность которой в диапазоне 50—1000 $\mu\Omega$ не превышает 3%.

$$(2) \quad \frac{1}{\omega_1^2 - \omega_2^2} [a_2 - a_1 - (a_2 \omega_2^2 - a_1 \omega_1^2) y_2 + (\omega_2^2 b_2 - \omega_1^2 b_1) y_3 - (\omega_2^2 b_2 - \omega_1^2 b_1) y_1] - b' y_1$$

Исследование частотных характеристик модели поверхностного эффекта, состоящих из двух, трех, четырех и более ветвей, показывает, что с ростом числа ветвей увеличивается точность моделирования. Для исследования волновых процессов в линиях, вызванных различными коммутациями, можно ограничиться использованием модели из трех ветвей, погрешность которой в диапазоне 50—1000 $\mu\Omega$ не превышает 3%.

$$(3) \quad \frac{1}{\omega_1^2 - \omega_2^2} [a_2 - a_1 - (a_2 \omega_2^2 - a_1 \omega_1^2) y_2 + (\omega_2^2 b_2 - \omega_1^2 b_1) y_3 - (\omega_2^2 b_2 - \omega_1^2 b_1) y_1] - b' y_1$$

Исследование частотных характеристик модели поверхностного эффекта, состоящих из двух, трех, четырех и более ветвей, показывает, что с ростом числа ветвей увеличивается точность моделирования. Для исследования волновых процессов в линиях, вызванных различными коммутациями, можно ограничиться использованием модели из трех ветвей, погрешность которой в диапазоне 50—1000 $\mu\Omega$ не превышает 3%.

$$(4) \quad \frac{1}{\omega_1^2 - \omega_2^2} [a_2 - a_1 - (a_2 \omega_2^2 - a_1 \omega_1^2) y_2 + (\omega_2^2 b_2 - \omega_1^2 b_1) y_3 - (\omega_2^2 b_2 - \omega_1^2 b_1) y_1] - b' y_1$$

Исследование частотных характеристик модели поверхностного эффекта, состоящих из двух, трех, четырех и более ветвей, показывает, что с ростом числа ветвей увеличивается точность моделирования. Для исследования волновых процессов в линиях, вызванных различными коммутациями, можно ограничиться использованием модели из трех ветвей, погрешность которой в диапазоне 50—1000 $\mu\Omega$ не превышает 3%.

$$(5) \quad \frac{1}{\omega_1^2 - \omega_2^2} [a_2 - a_1 - (a_2 \omega_2^2 - a_1 \omega_1^2) y_2 + (\omega_2^2 b_2 - \omega_1^2 b_1) y_3 - (\omega_2^2 b_2 - \omega_1^2 b_1) y_1] - b' y_1$$

$$(6) \quad \frac{1}{\omega_1^2 - \omega_2^2} [a_2 - a_1 - (a_2 \omega_2^2 - a_1 \omega_1^2) y_2 + (\omega_2^2 b_2 - \omega_1^2 b_1) y_3 - (\omega_2^2 b_2 - \omega_1^2 b_1) y_1] - b' y_1$$

А. П. ЖЕРНОВ, Х. М. ПАШАЕВ

ТЕОРИЯ ПРИМЕСНОГО ФЕРРОМАГНИТНОГО МЕТАЛЛА В ПРИБЛИЖЕНИИ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПОЛЯ

§ 1. ЭФФЕКТИВНЫЙ ГАМИЛЬТОНИАН

Для качественного описания температурных характеристик примесного ферромагнитного металла в широком интервале, в частности в области больших температур, удобно воспользоваться приближением молекулярного поля (МП). В рамках этого приближения обменный спиновый гамильтониан

$$H = - \sum_{\vec{n} \vec{n}'} J_{\vec{n} \vec{n}'} S_{\vec{n}}^z S_{\vec{n}'}^z - \frac{1}{2} \sum_{\vec{n} \vec{n}'} J_{\vec{n} \vec{n}'} S_{\vec{n}}^z S_{\vec{n}'}^z \quad (1)$$

заменяется модельным гамильтонианом H_m . Последний представляет собой сумму по узлам $\vec{n}$. Отдельные слагаемые в этой сумме числом n суть произведения z -компоненты спина $\vec{n}$ -го узла на некое эффективное поле. В рассматриваемой здесь магнитной решетке фигурируют атомы двух сортов. В связи с этим допустим, что на спины матрицы действует одно и то же эффективное поле h_0 , а на примесные спины—поле h_1 . Тогда

$$H_m = \sum_{\vec{n}} (1 - c_{\vec{n}}) h_0 S_{\vec{n}}^z + \sum_{\vec{n}} c_{\vec{n}} h_1 S_{\vec{n}}^z, \quad (2)$$

где $c_{\vec{n}}$ —вероятность обнаружения примеси в $\vec{n}$ -узле.

С целью наилучшим образом выбрать коэффициенты h_0 и h_1 воспользуемся вариационным принципом, который формулируется следующим образом [1]. Если обменный гамильтониан представить в форме

$$H = H_m + H', \quad H' = H - H_m, \quad (3)$$

то оказывается, существует неравенство

$$F(H) \leq F_m(H). \quad (4)$$

В (4) $F(H)$ —истинная свободная энергия системы, а $F_m(H)$ —модельная свободная энергия, причем

$$F_m(H) = F(H_m) + \frac{Sp(H e^{-H_m/T})}{Sp(e^{-H_m/T})}, \quad (5)$$

$$F(H_m) = -T \ln Sp(e^{-H_m/T}). \quad (6)$$

Вследствие неравенства (4) коэффициенты h_0 и h_1 следует искать из условия минимума величины F_m относительно h_0 и h_1 .

Вычислим F_m . Для этого рассмотрим произвольную фиксированную конфигурацию примесных спинов и определим статистическую сумму

$$Z_m = Sp(e^{-H_m/T}). \quad (7)$$

Поскольку H_m есть сумма гамильтонианов отдельных атомов, то легко получаем

$$Z_m = \left(\sum_{m_s = -s_1}^{s_1} e^{-\frac{h_0 m_s}{T}} \right)^{N-N_1} \cdot \left(\sum_{m_s = -s_1}^{s_1} e^{-\frac{h_1 m_s}{T}} \right)^{N_1} \quad (8)$$

(N_1 —число точечных магнитных дефектов).

Определим далее второе слагаемое в (5). Принимая во внимание выражения для H и Z_m , соответственно (1) и (8) и условие $J_{nn'} = 0$, имеем

$$\begin{aligned} Z_m^{-1} Sp(e^{-H_m/T} H') = & -\frac{1}{2} \left\{ \langle S_i^z \rangle \langle S_i^z \rangle \sum_{nn'} c_n c_{n'} J_{nn'} + \langle S_0^z \rangle \langle S_i^z \rangle \sum_{nn'} c_n (1 - c_{n'}) J_{nn'} + \right. \\ & + \langle S_i^z \rangle \langle S_0^z \rangle \sum_{nn'} c_n (1 - c_{n'}) J_{nn'} + \\ & \left. + \langle S_0^z \rangle \langle S_0^z \rangle \sum_{nn'} (1 - c_n) (1 - c_{n'}) J_{nn'} \right\} - \\ & - (N - N_1) h_0 \langle S_0^z \rangle - N_1 h_1 \langle S_i^z \rangle, \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\langle S_i^z \rangle = \frac{\sum_{m_s = -s_1}^{s_1} m_s e^{-H_m/T}}{\sum_{m_s = -s_1}^{s_1} e^{-H_m/T}}; \quad i = 0, 1. \quad (10)$$

Подставим (8) и (9) в формулу (5). Предположим обменное взаимодействие спина с соседними ограниченным пределами первой координационной сферы. Для отличных от нуля значений $J_{nn'}$ введем обозначения: J_0 и J_{11} для описания обменного взаимодействия спинов матрицы и примесной J_1 для описания взаимодействия между спинами матрицы и примеси. В результате приходим к равенству

$$\begin{aligned} F_m(h_0, h_1) = & -cNT \ln \sum_{m_s = -s_1}^{s_1} e^{-h_1 m_s/T} - (1-c)NT \ln \sum_{m_s = -s_1}^{s_1} e^{-h_0 m_s/T} - \\ & - \frac{N}{2} \{ c^2 J_{11} \langle S_i^z \rangle^2 + 2c(1-c) J_1 \langle S_0^z \rangle \langle S_i^z \rangle + (1-c)^2 J_0 \langle S_0^z \rangle^2 \} - \\ & - N [ch_1 \langle S_i^z \rangle + (1-c)h_0 \langle S_0^z \rangle], \quad c = \frac{N_1}{N}. \end{aligned} \quad (11)$$

Из условия

$$\frac{\partial F_m}{\partial h_1} = \left(\frac{\partial F_m}{\partial h_1} \right)_{\langle S_i^z \rangle} + \sum_{j=1,2} \frac{\partial F_m}{\partial \langle S_j^z \rangle} \cdot \frac{\partial \langle S_j^z \rangle}{\partial h_1} = 0 \quad (12)$$

для нахождения искомых величин h_0 и h_1 получаем систему трансцендентных уравнений вида

$$\begin{aligned} h_1 &= cJ_{11} \langle S_1^z \rangle + (1-c) J_1 \langle S_0^z \rangle, \\ h_0 &= cJ_1 \langle S_1^z \rangle + (1-c) J_0 \langle S_0^z \rangle. \end{aligned} \quad (13)$$

Обратим внимание на то, что значение эффективных полей h_0 и h_1 в существенной степени зависят от величин соответствующих обменных интегралов.

§ 2. НАМАГНИЧЕННОСТЬ

Проанализируем зависимость намагниченности от температуры в приближении МП. Из определения $\langle S^z \rangle$ (10) следует соотношение

$$\langle S_i^z \rangle = - \frac{\partial M_i / \partial a_i}{M_i}, \quad M_i = \sum_{m_s = -s_i}^{s_i} e^{-a_i m_s}, \quad a_i = \frac{h_i}{T}. \quad (14)$$

Отсюда

$$\langle S_i^z \rangle = P_{s_i}(a_i) = \frac{2S_i + 1}{2} \operatorname{cth} \left(\frac{2S_i + 1}{2} a_i \right) - \frac{1}{2} \operatorname{cth} \left(\frac{1}{2} a_i \right). \quad (15)$$

Если предположить концентрацию c предельно малой, то формула для $\langle S_i^z \rangle$ упрощается:

$$\langle S_i^z \rangle \approx P_{s_i} \left(\frac{J_1 \langle S_0^z \rangle}{T} \right). \quad (16)$$

Примем во внимание формулы (15) для $\langle S_0^z \rangle$ и (16) для $\langle S_1^z \rangle$ и установим связь между температурой Кюри матрицы

$$T_c = \frac{1}{3} S_0 (S_0 + 1) J_0$$

и слабого раствора θ_c . Воспользуемся тем, что при $T \rightarrow \theta_c$ $\langle S_{0,1}^z \rangle \rightarrow 0$ В этом пределе

$$\langle S_1^z \rangle_{T \rightarrow \theta_c} = \frac{1}{3} S_1 (S_1 + 1) \frac{J_1 \langle S_0^z \rangle}{T}. \quad (17)$$

Подставив (17) в (15) при $i=0$, получим квадратное уравнение, определяющее θ_c :

$$T_c^2 - (1-c) J_0 T - \frac{1}{9} S_0 (S_0 + 1) S_1 (S_1 + 1) c J_1^2 = 0; \quad T \approx \theta_c. \quad (18)$$

Решив квадратное уравнение (19), будем иметь

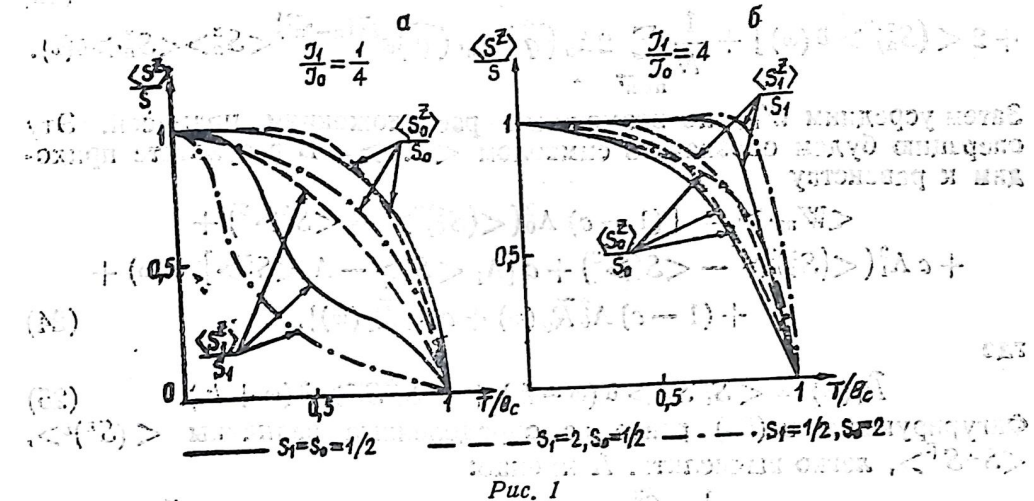
$$\theta_c = \left\{ (1-c) + c \frac{S_1 (S_1 + 1)}{S_0 (S_0 + 1)} \left(\frac{J_1}{J_0} \right)^2 \right\} T_c. \quad (19)$$

Как явствует из (19), при $S_1 > S_0$ и $J_1 > J_0$ значение температуры Кюри сплава увеличивается по сравнению с T_c . Если $S_1 < S_0$ и $J_1 < J_0$ картина получается обратная.

Что касается описывающей зависимость $\langle S_0^z \rangle$ и $\langle S_1^z \rangle$ от температуры, то система уравнений (15) и (16) может быть решена лишь численно. Результаты расчетов, произведенные на ЭВМ методом итераций при $c = 0,01$, представлены на рис. 1.

На рис. 1а показан температурный ход $\langle S_0^z \rangle$ и $\langle S_1^z \rangle$ для слабо связанного примесного спина ($J_1 \ll J_0$) при равных номинальных значениях спинов. Особенно разительна картина при $S_1 \ll S_0$. Когда $S_1 > S_0$, величина $\langle S_1^z \rangle$ по мере роста температуры умень-

шается не столь быстро. Рис. 1, б иллюстрирует изменения $\langle S_0^z \rangle$ и $\langle S_1^z \rangle$ с температурой в случае сильно связанного примесного спина ($J_1 \gg J_0$). И здесь эффект различия в температурной трансформации



намагниченностей более резко выражен при $S_1 < S_0$. Для каждой пары кривых на рис. 1 использовался свой масштаб температур. Соответствующие точки Кюри рассчитывались по формуле (19).

§ 3. ВЕРОЯТНОСТЬ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНА МАГНИТНОЙ СИСТЕМОЙ

Допустим, что рассеяние электрона проводимости системой локализованных спинов описывается посредством $s-d$ -обменного гамильтониана вида

$$H_{sd} = \sum_{\vec{n}} \Lambda_{\vec{n}} \vec{s} \cdot \vec{S}_{\vec{n}}, \quad (20)$$

$\vec{s}$ — вектор электронного спина и Λ — интеграл $s-d$ -обмена. Тогда в пренебрежении электронной поляризацией борновская вероятность рассеяния электрона из состояния $(\vec{k}, \epsilon_k)$ в состояние $(\vec{k}', \epsilon_{k'})$ задается соотношением в форме

$$W_{\vec{k}\vec{k}'}^{(\epsilon)} = \frac{1}{N} \sum_{\vec{n}\vec{n}'} e^{i\vec{q}(\vec{n}-\vec{n}')} \Lambda_{\vec{n}}(\vec{q}) \Lambda_{\vec{n}'}(\vec{q}) \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} \langle \vec{S}_{\vec{n}}(0) \vec{S}_{\vec{n}'}(t) \rangle, \quad (21)$$

где $\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}'$, $\omega = \epsilon_k - \epsilon_{k'}$.

В приближении МП коррелятор $\langle S_{\vec{n}}(0) S_{\vec{n}'}(t) \rangle$, за исключением случая, когда $\vec{n} = \vec{n}'$, распадается на произведение средних $\langle \vec{S}_{\vec{n}} \rangle \langle \vec{S}_{\vec{n}'} \rangle$. Поскольку $\langle S_{\vec{n}}^{\pm} \rangle = 0$, то отлично от нуля лишь произведение $\langle S_{\vec{n}}^z \rangle \langle S_{\vec{n}'}^z \rangle$. Вместе с тем в приближении МП легко может быть определена и временная эволюция коррелятора $\langle \vec{S}_{\vec{n}}(0) \vec{S}_{\vec{n}'}(t) \rangle$. Действительно, в силу (2)

$$S_{\vec{n}}^{\pm}(t) = S_{\vec{n}}^{\pm} e^{\pm i h_{\vec{n}} t}, \quad S_{\vec{n}}^z(t) = S_{\vec{n}}^z(0). \quad (22)$$

Учитывая сказанное, вместо (21) получаем

$$W_{kk'} = \frac{1}{N} \sum_{\vec{n}} \Lambda_n^2(\vec{q}) [\langle S_n^- S_n^+ \rangle \delta(\omega - h_n) + \langle S_n^+ S_n^- \rangle \delta(\omega + h_n) + 2 \langle (S_n^z)^2 \rangle \delta(\omega)] + \frac{1}{N} \sum_{\vec{n} \neq \vec{n}'} 2\Lambda_n(\vec{q}) \Lambda_{n'}(\vec{q}) e^{i\vec{q}(\vec{n} - \vec{n}')} \langle S_n^z \rangle \langle S_{n'}^z \rangle \delta(\omega). \quad (23)$$

Затем усредним $W_{kk'}$ по возможным расположениям примесей. Эту операцию будем обозначать символом $\langle \dots \rangle_c$. В результате приходим к равенству

$$\langle W_{kk'} \rangle_c = \{ (1-c) \Lambda_0^2 (\langle (S_0^z)^2 \rangle - \langle S_0^z \rangle^2) + c \Lambda_1^2 (\langle (S_1^z)^2 \rangle - \langle S_1^z \rangle^2) + c [\Lambda_1 \langle S_1^z \rangle - \Lambda_0 \langle S_0^z \rangle]^2 \delta(\omega) + (1-c) \Lambda_0^2 \bar{R}_0(\omega) + c \Lambda_1^2 \bar{R}_1(\omega) \}, \quad (24)$$

где

$$\bar{R}_i(\omega) = \langle S_i^- S_i^+ \rangle \delta(\omega - h_i) + \langle S_i^+ S_i^- \rangle \delta(\omega + h_i). \quad (25)$$

Фигурирующие в (24) ранее не определенные величины $\langle (S^z)^2 \rangle$, $\langle S^\pm S^\mp \rangle$, легко вычислить. А именно:

$$\langle (S^z)^2 \rangle = \frac{1}{M} \cdot \frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} M(\alpha) = S(S+1) + \langle S^z \rangle \operatorname{cth} \frac{\alpha}{2} \quad (26)$$

и

$$\langle S^\pm S^\mp \rangle = \frac{1}{M} \sum_{m_s=-S}^S e^{-\alpha m_s} (S^\pm S^\mp)^{m_s} = \frac{1}{M} \sum_{m_s=-S}^S e^{-\alpha m_s} (S \pm m_s)(S \mp m_s + 1) = S(S+1) - \langle (S^z)^2 \rangle \mp \langle S^z \rangle. \quad (27)$$

§ 4. ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ

Перейдем к качественному сопротивлению трансформации температурного магнитного сопротивления ρ , возникающей при варьировании параметров, характеризующих спиновую динамическую разупорядоченность. С этой целью воспользуемся формулой вида

$$\rho = \left(\frac{3}{8\pi e k_F^3} \right)^2 \cdot \frac{1}{2T} \iint \frac{d\sigma_k}{v_k} \cdot \frac{d\sigma_{k'}}{v_{k'}} (\vec{k} - \vec{k}')^2 \int d\omega \cdot n(\omega) W_{kk'}(\omega). \quad (28)$$

Формула (28) получается при решении в стандартном одномоментном приближении кинетического уравнения, в интеграле столкновения которого фигурирует вероятность перехода $W_{kk'}$ (24).

Поскольку при определении ρ (28) проводятся интегрирования по всем положениям, занимаемым электроном на фермиевской поверхности до ($d\sigma_k$) и после ($d\sigma_{k'}$) рассеяния, будем считать эту поверхность сферической и в связи с этим положим, что неравновесная часть функции распределения

$$\varphi_{\vec{k}} = \vec{k} \cdot \vec{x} \quad (29)$$

($\vec{x}$ — единичный вектор в направлении электрического поля): Помимо того учтем, что $W_{kk'}$ (24) зависит не от абсолютной ориентации электронных векторов $\vec{k}$ и $\vec{k}'$ в пространстве обратной решетки, а лишь от угла между $\vec{k}$ и $\vec{k}'$. Вследствие сказанного выражение

(28) значительно упрощается:

$$\rho = \rho_M \{ (1-c) v_0 R_0(T) + c v_1 R_1(T) + c(1-c) [\Lambda_0 \langle S_0^z \rangle - \Lambda_1 \langle S_1^z \rangle]^2 \}, \quad (30)$$

где

$$\rho_M = \frac{3\Lambda_0^2(0) S_0}{8e^2 k_F^4 \cdot v_F^2}, \quad v_{0,1} = \frac{S_0^2 d\vec{q} \cdot \vec{q}^3 \Lambda_{0,1}(\vec{q})}{\Lambda_0(0) S_0} \quad (31)$$

и

$$R_i(T) = \{ \langle (S_i^z)^2 \rangle - \langle S_i^z \rangle^2 + \frac{1}{2} \left[\langle S_i^+ S_i^- \rangle \frac{h_i/T}{e^{h_i/T} - 1} + \langle S_i^- S_i^+ \rangle \frac{h_i/T}{1 - e^{-h_i/T}} \right] \}. \quad (32)$$

Конкретно нас будет интересовать здесь температурное поведение

$$\Delta\rho(T) = \rho(T) - \rho(T, c=0) - \tau(T=0)$$

— поправочного члена к маттиссеновской формуле.

Отметим, что если $T \rightarrow 0$, то

$$\Delta\rho(T) \approx c(1-c) \rho_M [\Lambda_0 S_0 - \Lambda_1 S_1]^2 \quad (33)$$

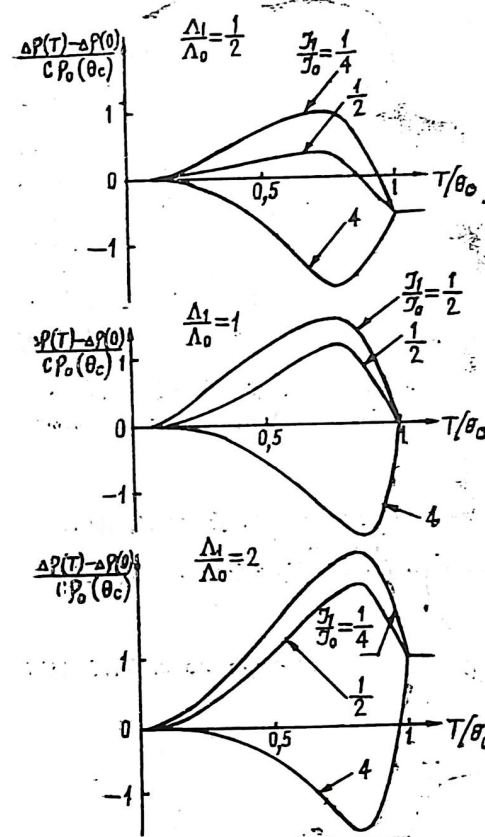


Рис. 2.

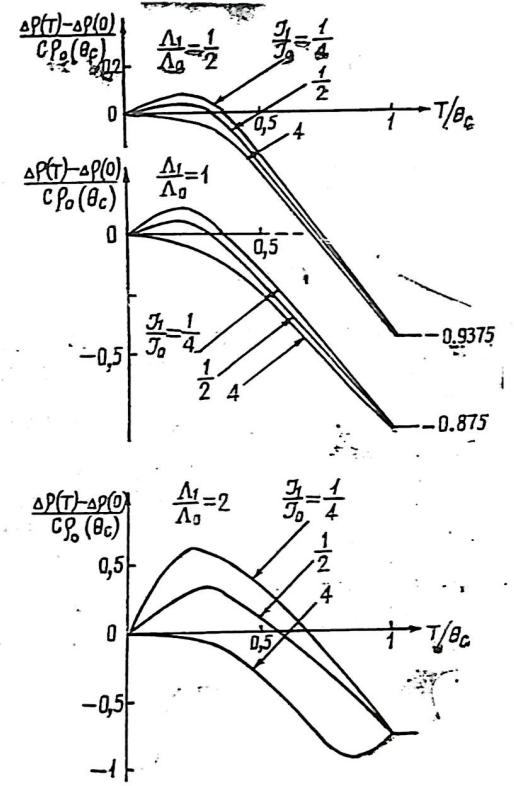


Рис. 3.

и, следовательно, $\Delta\rho$ заведомо положительно. С другой стороны, при $T \approx \theta_c$

$$\Delta\rho(T) = c \rho_M [v_1 S_1 (S_1 + 1) - v_0 S_0 (S_0 + 1)], \quad (34)$$

т. е. в этом пределе $\Delta\rho$ может иметь любой знак.

Качественные особенности поведения $\Delta\rho(T)$ в интервале промежуточных температур при различных значениях параметров спиновой динамической разупорядоченности J_1/J_0 , S_1/S_0 и Δ_1/Δ_0^* иллюстрируют рассчитанные с помощью ЭВМ кривые, представленные на рис. 2—4. При рассмотрении этих кривых в первую очередь обращает на себя внимание резкое возрастание величины $\Delta\rho$ в ситуации, когда примесный спин слабо связан с окружением ($J_1 \ll J_0$), особенно при сравнительно низких температурах. Результат этот представляется очевидным, поскольку для слабо связанного примесного спина уже при малых T имеет место чрезвычайно быстрое возрастание масштаба флуктуации как самого примесного спина, так и отчасти его ближайших соседей [2, 3]. Интересно и то, что в общем случае $\Delta\rho(T)$ является существенно немонойтоной функцией от температуры. При этом в обсуждаемом интервале значений T знак $\Delta\rho$ в решающей степени диктуется характером обменной связи примеси с окружением. А именно, если $J_1 < J_0$, $\Delta\rho > 0$. С другой стороны, если $J_1 > J_0$, т. е. при увеличении температуры среднее по T значение z -компоненты примесного спина отклоняется от своего номинального значения медленнее по сравнению с намагниченностью атомов матрицы, то $\Delta\rho < 0$. В первом случае $\Delta\rho(T)$ может проходить через максимум, а во втором — через минимум.

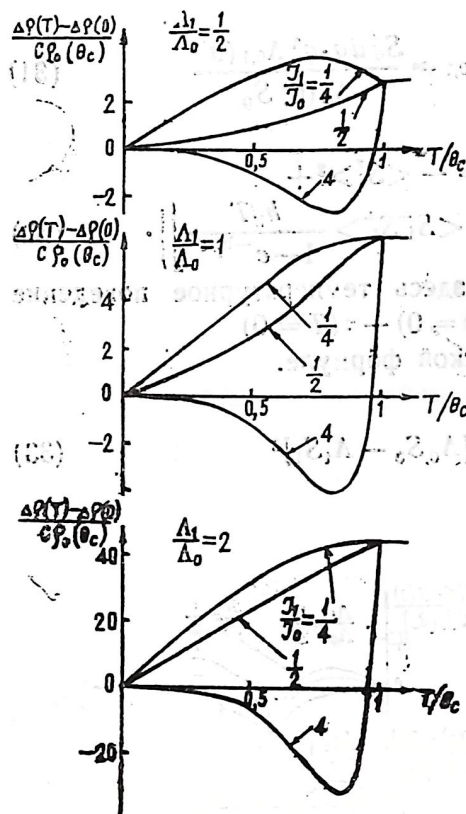


Рис. 4

ЛИТЕРАТУРА

1. Тябликов С. В. Методы квантовой теории магнетизма. „Наука“, 1965.
2. Каган Ю., Жернов А. П. ЖЭТФ, 50 1107, 1966.
3. Каган Ю., Жернов А. П., Пашаев Х. М. Тр. Междунар. конф. „Localized excitations in Solids“ (США, 1967).

Физический институт
АН Азерб. ССР

Поступило 3. VIII 1971

Г. Б. АБДУЛЛАЕВ, А. В. ЛЮБЧЕНКО, М. Х. АЛИЕВА, Т. И. АЛИЕВ,
М. К. ШЕЙНКМАН

ВЛИЯНИЕ ПРИЛИПАНИЯ НА РЕКОМБИНАЦИЮ НОСИТЕЛЕЙ В МОНОКРИСТАЛЛАХ GaTe P-ТИПА, ЛЕГИРОВАННЫХ ГЕРМАНИЕМ

Монокристаллы GaTe p -типа выращивались методом Бриджмена [1]. Легирование оловом, либо германием в процессе выращивания приводит к увеличению темнового сопротивления ρ_r в $10^2 \div 10^3$ раз, появлению заметной фоточувствительности и температурного гашения фототока (ТГФ) [1—2]. В исследованных кристаллах величина ρ_r составляла $10^6 \div 10^7$ ом·см, а кратность изменения его при максимальном освещении „белым“ светом — $10^1 \div 10^2$ (300°K). Спектральное распределение чувствительности имело обычно два максимума, из которых более коротковолновый ($\lambda_m = 0,75$ мкм) обусловлен собственным поглощением света в кристалле. Ширина запрещенной зоны $E_g = 1,65$ эв при 300°K, что удовлетворительно согласуется с литературными данными. [3, 4]. В кристаллах GaTe:Ge при низких температурах в спектральной области $\lambda < 1,7$ мкм обнаруживается оптическое гашение фототока, интенсивность которого падает в области ТГФ. При этом ТГФ сопровождается появлением сверхлинейности люксамперных характеристик (ЛАХ), когда показатель зависимости $I_\phi \sim L^\alpha$ становится больше единицы (I_ϕ — фототок, L — интенсивность возбуждения в кв/см² сек).

Перечисленные явления характерны для большинства широкозонных и монополярных полупроводников и находят свое объяснение в двухцентровой модели рекомбинации [5], когда в кристалле присутствуют „очувствляющие“ r -центры с малым коэффициентом захвата дырки C_{pr} , и большим коэффициентом захвата неосновных носителей C_{nr} , а также центры быстрой рекомбинации (s -центры), у которых $C_{ps} \gg C_{pr}$. Авторам работы [2], использовавших комплекс стационарных и кинетических методов, разработанных в [6—9], удалось определить природу (компенсированные доноры) и параметры центров рекомбинации в GaTe:Ge: $C_{pr} = (3 \div 5) 10^{-13}$ см³/сек, $C_{nr} = (3 \div 6) 10^{-7}$ см³/сек, энергетическое расстояние r -центров от s -зоны („термическое“ значение), равное $E_{cr}^T = 0,6$ эв, а также концентрацию r -центров M_r и их электронное заполнение N_r^0 в различных кристаллах.

Совместные исследования I_ϕ и W (интенсивность люминесценции) в GaTe показали, что захват дырок на r -центр является излучательным (что объясняет малую величину G_{pr} и ее слабую температурную зависимость) с соответствующей полосой эмиссии при $\lambda_m = 1,35$ мкм. Однако в большинстве кристаллов GaTe:Ge наблюдается ряд осо-

* Интегралы S — d -обмена в численных расчетах полагались константами.

бенностей рекомбинации носителей, находящих объяснение в рамках двухцентровой модели. Так при $T < 260^\circ\text{K}$ наблюдается возрастание I_ϕ (его активации) с нагреванием, резкое различие в температурных зависимостях $I_\phi(T)$ и $W(T)$, активация выхода I_ϕ в области ТГФ и т. п. Перечисленные особенности проявляются в той области температур, где наблюдается интенсивный пик термостимулированного тока (ТСТ). Это позволяет предположить, что рекомбинация носителей в GaTe происходит в условиях существенного прилипания основных носителей, а это накладывает отпечаток на стационарные зависимости фототока и его кинетику.

В настоящей работе было проведено более детальное исследование рекомбинации носителей с учетом их прилипания и предложена схема локальных центров, удовлетворительно объясняющая поведение I_ϕ и W в кристаллах GaTe:Ge.

СХЕМА РЕКОМБИНАЦИИ ДЫРОЧНЫХ ПЕРЕХОДОВ

Анализируемая схема дырочных переходов представлена на рис. 1. Она включает очувствляющие (r) и быстрые (s) центры рекомбинации, расположенные на глубине E_{cr} и E_{cs} от дна s -зоны ($E_{cr} < E_{cs}$). В условиях термического равновесия r -центры полностью заполнены дырками ($N_{r0} \ll p_r^0 \approx M_r$), а s -центры имеют некоторое темновое элек-

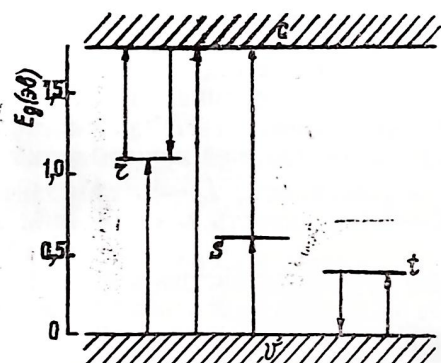


Рис. 1. Схема центров и дырочных переходов.

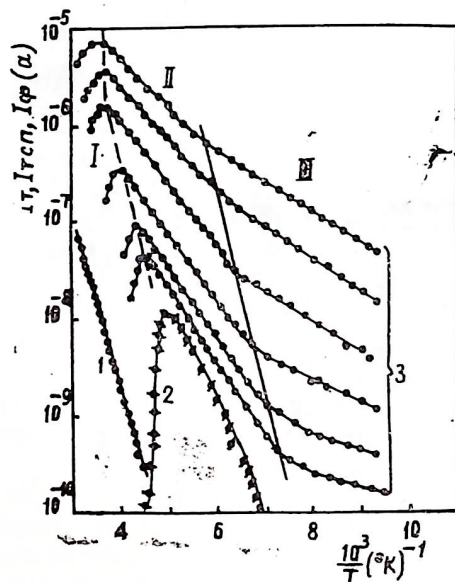


Рис. 2. Температурные зависимости: 1—темнового тока I_T ; 2—термостимулированного тока I_{TST} ; 3—фототока I_ϕ при различных уровнях стационарного возбуждения.

степени компенсации кристалла, т. е. суммарной концентрации акцепторов и доноров в нем. Установить наличие центров прилипания и их темновое дырочное заполнение можно, исследуя совместно температурную зависимость ТСТ (T) и $I_T \sim T$ (темновой ток) (рис. 2). Совпадение энергии активации $I_T \sim (0,29-0,34 \text{ эВ})$ с глубиной залегания t -центров, определенной по максимуму ТСТ методом [6] ($E_{vt} = 0,36 \text{ эВ}$, см. табл. 1), предполагает идентичность локальных центров, ответственных за указанные выше процессы. Если это так, то t -центры можно считать практически полностью компенсированными ($P_{t0} \ll N_{t0} \approx M_r$).

Параметры центров прилипания в GaTe

Методы определения параметров VII	Параметры VII				$E_{vt}, \text{эВ}$				$M_t, \text{см}^{-3}$			
	[6]	$I_T (m)$	(8) [$I_\phi (m)$]	(8) [по точке перегиба]	[6]	из ЛАХ	[8]	[10]	[6]	из ЛАХ	[8]	[10]
№ образца	22—II	0,31	0,36	0,32	0,4	$9,4 \cdot 10^{14}$	—	—	$3 \cdot 10^{14}$	—	—	$3 \cdot 10^{14}$
	37	0,33	0,32	—	—	$2 \cdot 10^{15}$	—	10^{14}	$1,7 \cdot 10^{14}$	—	10^{14}	$1,7 \cdot 10^{14}$
	63—III	0,34	0,41	0,34	0,43	$1,7 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{14}$	10^{14}	$2 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^{14}$	10^{14}	$2 \cdot 10^{14}$
	91	0,30	0,33	0,32	—	$9 \cdot 10^{14}$	10^{14}	10^{14}	$2 \cdot 10^{14}$	10^{14}	10^{14}	$2 \cdot 10^{14}$
	105—V	0,32	0,36	0,32	0,36	—	10^{14}	10^{14}	$4 \cdot 10^{14}$	10^{14}	10^{14}	$4 \cdot 10^{14}$

Примечание: в скобках указаны методы определения параметров.

При собственном (зона-зонном) возбуждении заполнение центров сильно изменится из-за перелокализации заряда между ними. Если температура достаточно низка и можно пренебречь тепловыми переходами в схеме (рис. 1), освещение приведет к заполнению дырками t -и s -центров, соответствующий электронный заряд локализуется в основном на r -центрах, где время жизни электронов велико из-за малого коэффициента захвата дырок ($C_{pr} \approx 10^{-3} \text{ см}^3/\text{сек}$). Условие электрической нейтральности с учетом ранее сделанных предложений о темновом заполнении центров ($N_{r0} \approx 0$; $N_{t0}, N_{s0} \neq 0$) при условии сильной монополярности и высокоомности кристаллов в темноте примет вид

$$N_r + N_s = P + P_t + N_{s0}, \quad (1)$$

где P —концентрация свободных дырок.

В фоточувствительных кристаллах на свет $N_s \ll N_r$ [8], так что условие (1) определяет фактически электронное заполнение r -центров, где величины P_t и N_{s0} образуют некоторую исходную (после перелокализации) концентрацию электронов на центрах N_r^0 . При низких T $N_r^0 = M_t + N_{s0}$, при высоких в области интенсивного теплового обмена между t -центрами и v -зоной $N_{r0} = N_{s0}$ (предполагается, что температурная зависимость N_{s0} отсутствует). В промежуточной области T величина N_r^0 будет зависеть от заполнения t -центров, если концентрация их достаточно велика ($M_t \gg N_{s0}$). В этом случае можно предполагать существование температурной зависимости времени жизни фото-возбужденных $\tau_p(T)$ и их концентрации $P(T)$.

Кинетические уравнение для концентраций N_r , N_s и P_t с учетом дырочных переходов, указанных на рис. 1, запишутся следующим образом:

$$\frac{dP_t}{dt} = C_{pt}PN_t - C_{pt}Q_{vt}P_t; \quad \frac{PN_r}{dt} = g_rL - g_s C_{nr} Q_{cr} N_r - C_{pr}PN_r;$$

тронное заполнение $N_{s0} \ll M_s$ (M_i —концентрация центров, P_i и N_i —их дырочное и электронное заполнение, с индексом „0“—в темноте.) Кроме этого, в схему введены центры прилипания (t) основных носителей (дырок), расположенные достаточно близко к v -зоне, так что $E_{vt} < E_{cr}$. Основные черты такой модели подробно рассмотрены в работах [7, 8], однако там предполагалось, что r -центры расположены достаточно глубоко и их заполнение остается неизменным в исследуемых интервалах T и L . Темновое дырочное заполнение t -центров P_{t0} зависит от

$$\frac{dN_s}{dt} = g_s L - C_{pr} N_s P + g_s C_{pr} Q_{cr} N_r, \quad (2)$$

где Q_{cr} и Q_{vr} — статические факторы зон (Q_c и Q_v), приведенные к глубинам залегания соответствующих центров; g_r и g_s — коэффициенты, показывающие распределение рекомбинационного потока между r - и s -центрами при низких T („парциальные“ выходы фототока):

$$g_r = \frac{C_{pr} P_r}{C_{pr} P_r + C_{ns} P_s}; \quad g_s = 1 - g_r, \quad (3)$$

которые в дальнейшем предполагаются независимыми от L и T . В стационарном случае из (2) получаем выражения

$$P_t = \frac{P M_t}{P + Q_{vt}} = \frac{M_t}{1 + y}, \quad y = \frac{Q_{vt}}{P}, \quad (4)$$

$$g_r L = C_{pr} P N_r \frac{K_r (1 + x)}{K_r + x}, \quad (5)$$

позволяющие с учетом (1) проанализировать зависимость их от L и T . Величины

$$x = \frac{g_s C_{ns} Q_{cr}}{C_{pr} P} \text{ и } K_r = g_r \frac{C_{ps}}{C_{pr}} \gg 1 \dots \quad (6)$$

следует рассматривать как фактор термического гашения фототока (x), максимальная кратность которого K_r [7], в чем легко убедиться, вычисляя концентрацию P до ($x \ll 1$) и после ($x \gg K_r$) T -гашения.

СТАЦИОНАРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ФОТОТОКА

Семейство температурных зависимостей фототока $I_\phi(T)$ при различных уровнях возбуждения L показано на рис. 2. Можно указать три области зависимости $I_\phi(T)$. Слабая активация фототока (участок III) при низких $T < 140^\circ K$, причину такой зависимости нам установить не удалось, но она не связана с температурной зависимостью подвижности носителей, что непосредственно контролировалось. При более высоких T активация фототока происходит интенсивнее, по экспоненциальному закону, с энергией активации, равной 0,15—0,17 эВ, И, наконец, при $T > 260^\circ K$ наступает ТГФ (участок I),

Поскольку область интенсивной активации I_ϕ (участок II) совпадает с пиком ТСП (рис. 2, кривая 2), естественно предположить, что в этом температурном интервале происходит эффективное дырочное опустошение t -центров. Освобожденные дырки переселяются на r -центры рекомбинации, в результате чего концентрация электронов на них (I) уменьшается, а время жизни свободных дырок $\tau_p = g_r (C_{pr} N_r)^{-1}$ возрастает.

Количественные критерии экспериментального наблюдения этого явления можно получить из выражений (5), с учетом (1) и (4), полагая $x \ll 1$ (гашение отсутствует):

$$P = \frac{g_r L}{C_{pr}} \left(\frac{N_{so}}{P} + \frac{K_y + y}{1 + y} \right)^{-1}, \quad K_y = 1 + \frac{M_t}{P}. \quad (7)$$

В выражение (7) входит зависящий от T параметр y (4), который является отношением вероятностей теплового выброса дырок ($C_{pr} Q_{vt}$) и захвата их ($C_{pr} P$) на t -центр. Если уровень возбуждения не слишком высок ($K_y \gg 1$ или $M_t \gg P$) и мала неизменная доля электронного заполнения r -центров ($N_{so} \ll M_t$), при нагревании будет наблюдаться экспоненциальное возрастание I_ϕ , с наклоном, равным половине глубин залегания t -центров [10]. Область зависимости I_ϕ ограни-

чена условиями $1 \ll y \ll K_y$ ($P \ll Q_{vt} \ll M_t$). При более низком L , когда отношением N_{so}/P в (7) пренебречь нельзя, $I_\phi(T)$ будет иметь несколько иной характер.

На рис. 3 представлены температурные зависимости концентрации фотодырок $P(T)$, рассчитанные по (7) при различных уровнях стационарного возбуждения. Укажем на характерные черты рассматриваемого механизма активации фототока для трех различных уровней возбуждения L :

а) при высоком уровне величинами N_{so} и P_t в электронном заполнении центров r (1) можно пренебречь по сравнению с величиной P , т. е. $N_r \approx P$, что соответствует бимолекулярному процессу рекомбинации. Изменение с температурой начального заполнения r -центров ($N_r^0 \ll P$) не сказывается на величине N_r , следовательно $I_\phi(T)$ будет отсутствовать.

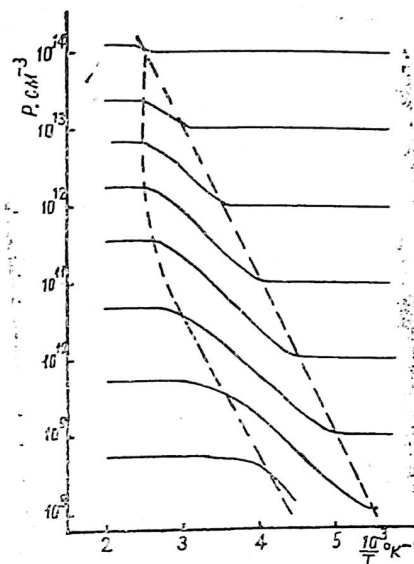


Рис. 3. Теоретические зависимости концентрации дырок P от температуры, рассчитанные по (7). При расчете принимались:

$$Q_v = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} \text{ ЭВ}; \quad E_{vt} = 0,36 \text{ ЭВ};$$

$$M_t = 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ и } N_{so} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$$

б) средний, когда концентрация фотовозбужденных дырок при низких температурах ($y \ll 1$) такова, что имеет место неравенство $N_{so}/P \ll 1 \ll K_y$. Это означает, что величиной N_{so} в N_r можно пренебречь во всей области изменения концентрации P . Фототок экспоненциально возрастает с наклоном $E_{vt}/2$, „точки перегиба“ зависимости $P(T)$ при низких (T') и высоких (T'') температурах определяются условиями:

$$y = 1, \quad P' = Q_v \exp\left(-\frac{E_{vt}}{KT'}\right) \text{ и } y = K_y; \quad M_t = Q_v \exp\left(-\frac{E_{vt}}{KT''}\right) \quad (8)$$

Выражения (8) могут быть использованы для определения концентрации t -центров M_t и глубины их залегания E_{vt} . Величины этих параметров для различных кристаллов приведены в таблице.

в) при низком уровне возбуждения концентрация дырок такова, что выполняется соотношение $1 \ll \frac{N_{so}}{P} \ll K_y$. Возрастание фототока

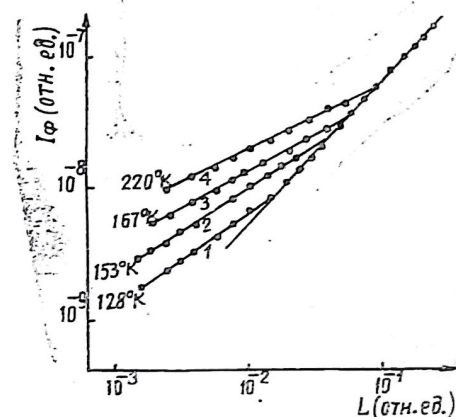


Рис. 4. Люксаметрические характеристики (ЛХХ) при различных температурах (1—123; 2—153; 3—167; и 4—220°K) смещены до совпадения линейных участков.

носит неэкспоненциальный характер, а соответствующие точки перегиба зависимостей $P(T)$ удовлетворяют условиям:

$$y = 1, P' = Q_v \exp\left(-\frac{E_{vt}}{KT'}\right) \text{ и } \frac{N_{so}}{P''} y = K_v; P'' \frac{M_t}{N_{so}} = Q_r \exp\left(-\frac{E_{vt}}{KT''}\right). \quad (9)$$

Выражения (9) означают, что с ростом P начало и конец области температурной активации фототока смещаются в сторону более низких T , в отличие от случая б), когда верхняя граница не зависит от T . Возвращаясь к экспериментальным кривым, показанным на рис. 2, следует отметить, что большинство перечисленных выше особенностей действительно имеет место в опыте.* Кратность увеличения, т. е. отношение концентрации дырок при низких (P_0) и высоких (P_∞) температурах следует из (7) и зависит от величин N_{so} и M_t :

$$\frac{P_\infty}{P_0} = \frac{M_t + N_{so}}{N_{so} + P_\infty}. \quad (10)$$

Из (10) следует, что при средних L (случай б), $P_\infty \gg N_{so}$) кривые зависимостей $P(T)$ (рис. 3) и $I_\phi(T)$ (рис. 2) сгущаются, ибо имеет место равенство $\frac{P_\infty}{P_0} = M_t$, по которому можно определить M_t . Величины M_t , определенные по (10), приведены в таблице. При низком L (случай в), $P_\infty \ll N_{so}$) кратность увеличения фототока остается постоянной, ибо $\frac{P_\infty}{P_0} = \frac{N_t}{N_{so}}$. В исследуемых кристаллах отношение $\frac{P_\infty}{P_0}$ обычно лежало в пределах 50–100, т. е. исходное электронное заполнение r -центров действительно в основном определялось концентрацией t -центров прилипания: $N_t^0 \approx M_t = 2 \div 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Большая величина N_t^0 объясняет тот факт, что активация фототока наблюдается даже при максимальных величинах L (рис. 2), а ЛАХ при $T < 200^\circ\text{K}$ всегда линейны ($\alpha = 1$).

ЛЮКСАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

ЛАХ при различных T в области активации фототока описываются выражением (7). В зависимости от соотношения между N_{so} , M_t , P , и C_{pr} ЛАХ может быть либо линейной ($\alpha = 1$), либо сублинейной ($\alpha = 0,5$). Промежуточные значения α ($0,5 < \alpha < 1$) случаются, если центры прилипания распределены в определенном энергетическом интервале [10]. Для анализа ЛАХ выражение (7) удобно преобразовать к виду

$$P^2 = \frac{g_r L}{C_{pr}} \frac{1+y}{(K_y + \alpha) + y(\alpha + 1)}; \quad \alpha = \frac{N_{so}}{P}. \quad (11)$$

Из (11) следует, что при низких T ($y \ll 1$) ЛАХ линейна вплоть до таких P , при которых $K_y > 1$ ($M_t > P$). При противоположном неравенстве между P и M_t будет наблюдаться перегиб характеристики с переходом на сублинейность $P^2 \sim L$ ($\alpha = 0,5$). Сублинейность ЛАХ при больших L и $T < 140^\circ\text{K}$ удавалось наблюдать лишь в кристаллах

* Нельзя, однако, не отметить, что верхнюю границу активации в исследуемых кристаллах искажает ТГФ. Влияние прилипания на гашение будет рассмотрено ниже.

со сравнительно низкой концентрацией t -центров ($M_t \leq 10^{14} \text{ см}^{-3}$, (см. табл.)).

При высоких T (после окончания активации фототока: $y \gg K_y$ или $\alpha y \gg K_y$) ЛАХ будет сублинейной вплоть до таких уровней возбуждения L , когда концентрация дырок P станет меньше величины N_{so} (как предполагалось ранее, независимой от T). По точке перегиба ЛАХ определялась величина N_{so} , а также справедливость $\frac{M_t}{N_{so}}$ по

(10). В промежуточной области T на ЛАХ в принципе будет наблюдаться линейный участок, окаймленный сублинейными при низких и высоких L . При этом точки перегиба ЛАХ P' при низких L ($y = 1$); $P' = Q_v \exp\left(-\frac{E_{cr}}{KT}\right)$ зависят от температуры с ростом которой протяженность участка линейности уменьшается, что действительно наблюдается в опыте (рис. 4).

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Температурная зависимость интенсивности W в различных кристаллах показана на рис. 5. Для иллюстрации выбраны две наиболее характерные зависимости $W(T)$, когда наклоны зависимостей $I_\phi(T)$ и $W(T)$ в области ТГФ велики и отличаются друг от друга не более чем в 2 раза (рис. 5, б), или тушение W происходит значительно интенсивнее, чем на участке ТГФ (рис. 5, а). При более низких T (в области активации I_ϕ) W зависит от температуры весьма слабо.

Рассмотрим, при каких условиях прилипание носителей будет сказываться на стационарной зависимости люминесценции. Предполагая, что захват дырок на r -центры имеет излучательный характер с квантовым выходом β , из (5) для W получим [11]:

$$W = \beta C_{pr} P N_r = \beta g_r L \frac{1}{1 + \chi}. \quad (12)$$

До ТГФ ($\chi \ll 1$) W не зависит от T (если не учитывать зависимости β и $g_r(T)$) и определяется величиной рекомбинационного потока, проходящего через r -центры ($g_r L$). Это означает, что в отсутствие термического обмена между r -центром и s -зоной прилипание носителей не сказывается на зависимости $W(T)$, что вполне понятно, ибо увеличение P сопровождается аналогичным спадом величины N_r , так, что интенсивность захвата носителей ($C_{pr} P N_r$) остается неизменной. Однако влияние t -центров становится заметным в области ТГФ, когда интенсивность гасящего перехода ($g_s C_{pr} Q_{cr} N_r$) определяется величиной N_r , т. е. заполнением t -центров. Качественно прилипание носителей должно приводить к уменьшению интенсивности ТГФ и W , так как с ростом T уменьшается электронное заполнение r -центров. Количественные критерии влияния t -центров в области ТГФ можно получить из (5) и (4), предполагая, что температурные области гашения и активации фототока совпадают. При средних интенсивностях обоях эффектов ($1 \ll \chi \ll K_y$; $1 \ll y \ll K_y$) стационарные P и W будут описываться выражениями

$$P = g_r L \frac{Q_v K_y}{g_s C_{pr} Q_c} \exp\left(-\frac{E_{vt} - E_{cr}}{KT}\right), \quad (13)$$

$$W = \beta \frac{K_x}{M_t} (g_r L)^2 \frac{Q_v}{(g_s C_{pr} Q_c)^2} \exp\left(-\frac{E_{vt} - 2E_{cr}}{KT}\right). \quad (14)$$

В (12) и (13) пренебрегали величиной N_{so} в заполнении r -центров (1). Таким образом, в отсутствие прилипания ТГФ происходит по экс-

по экспоненциальному закону, с энергией активации, равной E_{cr} , а гашение люминесценции — с удвоенным наклоном ($2E_{cr}$). Такая ситуация наблюдается в некоторых кристаллах GaTe:Ge (рис. 5, б). Наклоны зависимостей $I_{\phi}(T)$ и $W(T)$ (снятых при одинаковом L) равны 0,32 и 0,60 эв, соответственно. После окончания ТГФ $W(T)$ ослабляется: тушение ее происходит с наклоном, равным E_{cr} . В этом легко убедиться, положив в (12) $P = \text{const}$.

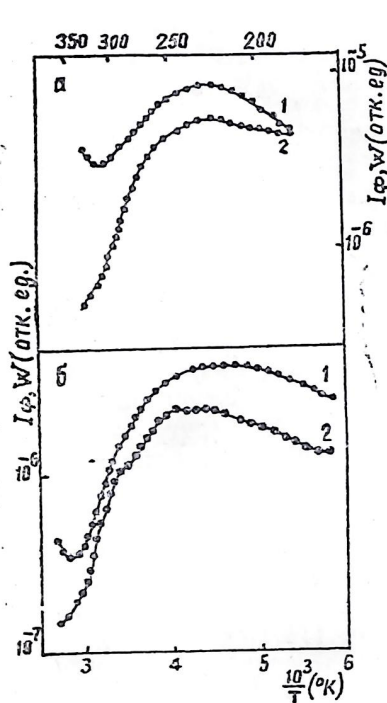


Рис. 5. Температурные зависимости фототока $I_{\phi}(T)$ и интенсивности люминесценции $W(T)$ в различных кристаллах.

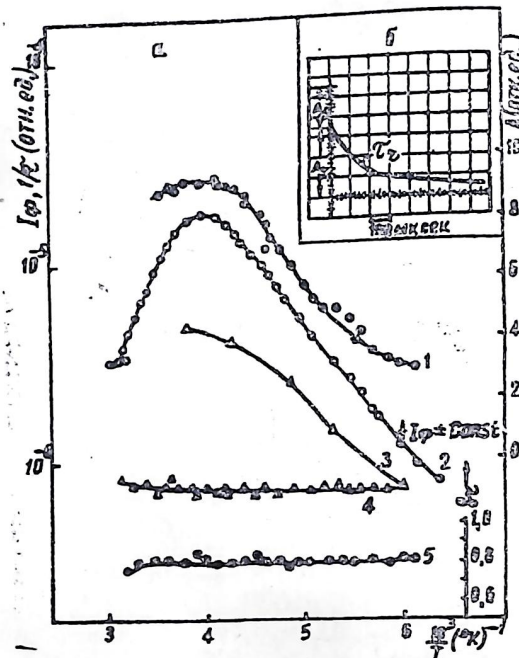


Рис. 6. а) Температурные зависимости I_{ϕ} — полной амплитуды импульса фототока A_0 ; 2 — фототока I_{ϕ} ; 3, 4 — обратного времени релаксации $1/\tau_r$ при $L = \text{const}$; 5 — порционного выхода фототока на r -центры рекомбинации $g_r \cdot I_{\phi} = \text{const}$, соответственно. Стрелкой отмечено значение I_{ϕ} , которое поддерживалось постоянным.
б) Осциллограмма релаксации фототока после пробного собственного импульса

При наличии прилипания наклоны обеих зависимостей уменьшаются на величину E_{vt} , что более сильно сказывается на $I_{\phi}(T)$ (13). В ряде кристаллов GaTe:Ge ТГФ происходит с весьма малым наклоном (0,10 эв), в то время как W падает значительно круче (рис. 5, а). Такое различие в поведении I_{ϕ} и W свидетельствует о том, что активация фототока в этих кристаллах простирается в область ТГФ. В этом случае точки перегиба зависимостей $I_{\phi}(T)$ при высоких T определяются интенсивностями обоих тепловых переходов и не описываются выражением (9). Нарушается и соотношение (10), т. к. фототок, не достигнув высокотемпературного плато, начинает уменьшаться. Это может привести к расхождению величин M_t , определяемых различными методами (табл.). Необходимо отметить, что наблюдаемые значения энергии температурного гашения I_{ϕ} и W могут быть несколько меньше глубины E_{cr} . Причина этого может заключаться в том, что кратность ТГФ недостаточно велика ($K_r \approx 10 \div 50$) для правомерного использования выражения (13), либо при высоких T сказывается влияние I_r (рис. 2).

КИНЕТИКА ФОТОТОКА

Кинетика фототока исследовалась в линейном режиме при освещении кристалла коротким импульсом света из области собственного поглощения длительностью $\Delta t = (1 \div 2) \cdot 10^{-6}$ сек. Кривая релаксации при низких и высоких T обычно состояла из двух участков с резко различающимися значениями времени $\tau_1 \leq 10^{-6}$ и $\tau_2 = 10^{-3} \div 10^{-4}$ сек (в зависимости от T и L) (рис. 6, б). С нагреванием (в области активации I_{ϕ}) полная амплитуда A_0 сильно возрастала, достигая насыщенного значения при $T > 260^\circ\text{K}$, время релаксации τ_2 при этом резко уменьшалось и переставало зависеть от T после активации I_{ϕ} . При этом отношение медленновременной амплитуды сигнала A_r к A_0 (равное g_r [8]) практически не зависело от T (рис. 6, а).

Перечисленные выше особенности кинетики фототока находят удовлетворительное объяснение, если предположить, что t -центры являются быстрыми („следящими“) [12] (по времени обмена с τ -зоной $\tau_t \ll \Delta t$). Это означает, что равновесие между τ -зоной и указанными центрами устанавливается уже во время действия импульса, когда на центры рекомбинации дырки еще практически не попадают (время захвата дырок на s - и r -центры τ_s и $\tau_r \gg \Delta t$). Решение линеаризованных кинетических уравнений (2) в случае быстрых t -центров приведено в [12]:

$$\frac{v(t)}{v_0} = \left(1 - \frac{1}{\Phi_t}\right) e^{-\frac{t}{\tau}} + \frac{1}{\Phi_t} \left[g_s e^{-\frac{t}{\tau_s}} + g_r e^{-\frac{t}{\tau_r}} \right], \quad (15)$$

где $v(t)$ — импульсная фотодобавка дырок, а v_0 — ее амплитудное значение,

Φ_t — функция прилипания [13], равная

$$\Phi_t = 1 + \frac{C_{vt} M_t}{(P + C_{vt})^2} = \frac{(K_y - 1)y}{(1 + y)} + 1, \quad (16)$$

а τ_1 и τ_2 — значения времени релаксации, связанные с захватом дырок на s - и r -центры, искаженные (удлиненные) их прилипанием на t -центрах. По (15) кривая релаксации I_{ϕ} , в принципе должна состоять из трех участков (три фотоэлектрически активных центра) со значениями времени $\tau_t \ll \tau_1 \ll \tau_2$. Однако, полагая, что дырки захватываются на t -центры уже во время импульса ($\tau_t \ll \Delta t$), экспериментально наблюдаемая амплитуда спадения фототока A будет уменьшена в Φ раз и будет содержать два участка, ибо первым членом в (15) необходимо пренебречь. Величина Φ (16) равна единице (прилипание отсутствует) при достаточно низких T ($y K_y \ll 1$), когда t -центры заполнены дырками, и высоких T ($y \gg K_y$), т. е. в условиях их полного дырочного опустошения. В промежуточной области температур, в частности при активации фототока ($1 \ll y \ll K_y$), Φ_t может значительно превышать

$$\Phi_t \approx \frac{K_y}{y} = \frac{M_t}{Q_{vt}} = \frac{M_t}{Q_v} \exp\left(\frac{E_{vt}}{KT}\right). \quad (17)$$

С ростом температуры Φ экспоненциально уменьшается. При этом амплитуда всего сигнала возрастает (рис. 6, а) с пропорциональным увеличением медленновременного (A_r) и быстровременного (A_s) участков. Выражение для τ_2 в рассматриваемой схеме имеет вид

$$1/\tau_2 = C_{pr} P \left[\frac{N_{so}}{P} \pm 1 + \frac{1}{\Phi_t} \cdot \frac{K_y + y}{1 + y} \right]. \quad (18)$$

В случае отсутствия прилипания носителей ($\Phi_t = 1$) оно совпадает с выражением для времени захвата дырок на r -центры τ_2 [8], а с точ-

ностью до величины g_r — со временем жизни дырок в кристалле ($\tau_p = g_r \tau_r$). При наличии прилипания τ_r увеличивается („затягивается“), ибо захват дырок на r -центры происходит в условиях квазистационарного равновесия между t -центрами и v -зоной.

Пренебрегая в (18) величиной N_{so} и используя условие $1 \ll u \ll K_u$, для τ_r получается выражение $1/\tau_r = 2C_{pr}P$, (18 а) описывающее поведение τ_r в области активации I_ϕ . Из (18 а) следует, что зависимости $P(T)$ и $\tau_2(T)$ противоположны (рис. 6 а). Убедиться в однозначной связи между τ_r и P можно, исследуя $\tau_r(T)$ при $P = \text{const}$ (рис. 6, а), реализуя это условие искусственным уменьшением L .

В заключение отметим, что качественные оценки по выражениям (17) и (18 а) не проводились, ибо трудно предполагать строгое соответствие между теорией и экспериментом, когда ряд особенностей в поведении фототока, в частности его низкотемпературная активация, остались невыясненными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Удовлетворительное совпадение экспериментальных результатов с выводами теоретического анализа принятой для рассмотрения схемы дырочных переходов (рис. 1) указывает на большую степень ее достоверности. В этом убеждает также совпадение определенных величин различными независимыми методами. Следует отметить, что использованные в работе методы определения концентрации t -центров M_t в отличие от других, например [6], не связаны с необходимостью определения времени жизни носителей τ_p . Тем более, что в исследуемых кристаллах величина τ_p зависит от P и T в области пика ТСТ. По этому не критическое использование обычных методов определения величины может привести к существенным погрешностям. Так, при нахождении M_t по [6] в исследуемых кристаллах получалось $M_t > 10^{15} \text{ см}^{-3}$, что зачастую превышало концентрацию r -центров. В этом случае перелокализация заряда при освещении привела бы к полному дырочному опустошению r -центров (т. е. к полному заполнению электронами), что исключило бы захват электронов на них и участие последних в рекомбинации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алиев М. Х., Беленький Г. Л., Мамедова А. З., Алиев Т. И., Исаев Ф. К. „Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук“, 1970, № 3.
2. Алиев Т. И., Алиев М. Х., Кролевец Н. М., Шейнкман М. К. „ДАН Азерб. ССР“ (в печати).
3. Громацкий В. И., Мушинский В. П. „Изв. АН СССР, серия физич.“, 1964, № 6; Исследование по полупроводникам. Новые полупроводниковые материалы Кишинев, 1964.
- Chiei Patsuyama, Lasuhari watanabe, Chihiro Hamaguchi and Iunkichi Naxai Journal of the Physical Society of Japon, Vol. 29, № 1, Julg, 1970.
5. Sosc A. Phhs. Rev. 97. 322, 1955.
8. Бьюб Р. Фотопроводимость твердых тел. ИЛ, М., 1962.
7. Jahhaxev V. B. Sheinkman M. K. Ph. st. sol., 11, 429, 1965.
8. Лашкарев, В. Е. Любченко А. В. Шейнкман М. К. ФТТ, 7, 1717. 1965.
9. Сальков Е. А. Шейнкман, М. К. ФТТ, 5, 397, 1963.
19. Rose A. Phys. Sev., 12, 362, 1963
11. Шейнкман М. К., Ермолович И. Б., Беленький Г. Л. ФТТ, 10, 2628, 1968.
12. Лашкарев В. Е., Любченко А. В., Шейнкман М. К. УФЖ, 12. 774, 1967.
13. Лашкарев В. Е. ФТТ. 5, 417. 1963.

Физический институт
АН Азерб. ССР

Поступило 22. XI 1971

Н. Б. Абдуллаев, А. В. Лjubченко, М. Х. Элијева,
Т. И. Элијев, М. К. Шейнкман

Керманиум ашгарлы p -тип GaTe монокристалларында јапышманын јукдашыјычыларын рекомбинасија- сына тәсири

ХУЛАСӘ

Керманиумла ашгарланмыш p -тип кечиричиликли GaTe монокристалларында әсас јукдашыјычыларын јапышма һадисәләри $\sim 80 \div 300^\circ \text{K}$ температур интервалында тәдгиг едилмиш, јапышма мәркәзләринин фоточәрәјанын вә фотолүминесенсија интенсивлијинин стасионар асылылығына, ејни заманда, фоточәрәјанын кинетикасына тәсири өјрәнилмишдир.

Јапышманы нәзәрә алараг, јукдашыјычыларын рекомбинасија модели тәклиф олунмуш, јапышма мәркәзләринин параметрләри тәјин едилмишдир.

УДК 538.115

М. Н. АБДУЛЛАЕВ

АНТИФЕРРОМАГНИТНАЯ ПРИМЕСНАЯ СВЯЗЬ В СЛОЖНЫХ МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Теоретические исследования спиновых волн в магнитных материалах, содержащих примесный атом, начаты недавно. В [1, 2] анализируются примесные уровни в ферромагнитных материалах. В этих работах использован гамильтониан Гейзенберга, содержащий примесный атом. Здесь оператор спина и обменный интеграл для примесного атома отличаются от спина и обменного интеграла атомов кристалла. Такая задача выполнена для двухподрешеточных антиферромагнитных кристаллов [3, 4]. Примесная задача в ферромагнитном и антиферромагнитном кристаллах обобщена для двухподрешеточных ферромагнитных кристаллов [5]. В частном случае из результатов исследования ферромагнитных кристаллов получаются результаты для объемноцентрированного ферромагнитного и антиферромагнитного кристаллов. Во всех указанных работах рассматривается положительная связь между примесным атомом и атомами кристалла.

Таким же образом изучалась антиферромагнитная примесь в ферромагнитном и антиферромагнитном кристаллах [6, 7]. Поэтому представляет интерес исследовать антиферромагнитную примесь в двухподрешеточных ферромагнитных кристаллах с параллельными и антипараллельными подрешетками. Настоящая статья посвящена вычислению локальных мод в этих кристаллах. В случае параллельно расположенных спинов были получены две s -подобных моды, три p -подобных, три d -подобных и одна f -подобная. В антипараллельном случае получена только одна s -мода, остальные такие же.

ПРИМЕСНЫЙ АТОМ В ФЕРРОМАГНИТНОМ КРИСТАЛЛЕ С ДВУМЯ ПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ ПОДРЕШЕТКАМИ

Спиновый гамильтониан такого реального кристалла можно записать в виде

$$H = -I \sum_{n\Delta} \vec{S}_n \vec{S}_{n+\Delta} + 2I \sum_{\Delta} \vec{S}_1 \vec{S}_{1+\Delta} + 2I' \sum_{\Delta} \vec{S}_1 \vec{S}_{1+\Delta}, \quad (1)$$

где n —радиус-вектор узла основного кристалла, а Δ —вектор, соединяющий данный примесный атом с его ближайшим соседом.

Спиновые операторы $\vec{S}_n$ и $\vec{S}_{n+\Delta}$ связаны с первой и второй подрешетками. Примесный атом, находящийся в узле $n=1$, имеет спин S_1 . Обменный интеграл примесного атома с атомами кристалла I' отличается от обменного интеграла между атомами матрицы.

Согласно Хольштейну и Примакову [8] можно ввести для каждого спинового оператора подрешетки Бозе-операторы рождения и уничтожения спиновых волн. Тогда для гамильтониана получим следующее выражение:

$$H = -I \sum_{n\Delta} \{(S_1 S_2)^{1/2} (a_n b_{n+\Delta}^+ + a_n^+ b_{n+\Delta}) - S_2 a_n^+ a_n - S_1 b_{n+\Delta}^+ b_{n+\Delta}\} + \\ + 2I \sum_{\Delta} \{(S_1 S_2)^{1/2} (a_1 b_{1+\Delta}^+ + a_1^+ b_{1+\Delta}) - S_2 a_1^+ a_1 - S_1 b_{1+\Delta}^+ b_{1+\Delta}\} + \\ + 2I' \sum_{\Delta} \{(S_1' S_2')^{1/2} (a_1^+ b_{1+\Delta}^+ + a_1 b_{1+\Delta}) + S_1' b_{1+\Delta}^+ b_{1+\Delta} + S_2 a_1^+ a_1\},$$

где a_n , a_n^+ и $b_{n+\Delta}$, $b_{n+\Delta}^+$ относятся к первой и второй подрешеткам, соответственно.

Операторы Бозе, входящие в гамильтониан (2), удовлетворяют уравнениям:

$$i \frac{d}{dt} a_n = -I \sqrt{S_1 S_2} \sum_{\Delta} b_{n+\Delta} + I S_2 a_n + 2I \sum_p V_{np}^I a_p + \\ + 2I \sum_p (V_{np}^{II} b_p + \lambda_{np}^I b_p^+), \\ -i \frac{d}{dt} a_n^+ = -I \sqrt{S_1 S_2} \sum_{\Delta} b_{n+\Delta}^+ + I S_2 a_n^+ + 2I \sum_p V_{np}^I a_p^+ + \\ + 2I \sum_p (V_{np}^{II} b_p^+ + \lambda_{np}^I b_p); \\ i \frac{d}{dt} b_m = -I \sqrt{S_1 S_2} \sum_{\Delta} a_{m-\Delta} + I S_1 b_m + 2I \sum_p V_{mp}^{III} b_p + \\ + 2I \sum_p (V_{mp}^{IV} a_p + \lambda_{mp}^{II} a_p^+), \\ -i \frac{d}{dt} b_m^+ = -I \sqrt{S_1 S_2} \sum_{\Delta} a_{m-\Delta}^+ + I S_1 b_m^+ + 2I \sum_p V_{mp}^{III} b_p^+ + \\ + 2I \sum_p (V_{mp}^{IV} a_p^+ + \lambda_{mp}^{II} a_p). \quad (3)$$

Здесь V_{np}^i и λ_{np}^j —члены возмущения ($i=1, 2, 3, 4; j=1, 2$):

$$V_{np}^I = S_2 \left(\frac{I'}{I} - 1 \right) \delta_{n1} \delta_{p1}, \quad V_{np}^{III} = S_1 \left(\frac{I'}{I} \frac{S'}{S} - 1 \right) \sum_{\Delta} \delta_{n,1+\Delta} \delta_{p,1+\Delta},$$

$$V_{np}^{II} = (S_1 S_2)^{1/2} \sum_{\Delta} \delta_{n1} \delta_{p,1+\Delta}, \quad \lambda_{np}^I = (S_1 S_2)^{1/2} \frac{I'}{I} \left(\frac{S_1'}{S_1} \right)^{1/2} \sum_{\Delta} \delta_{n,1+\Delta} \delta_{p,1+\Delta},$$

$$V_{np}^{IV} = (S_1 S_2)^{1/2} \sum_{\Delta} \delta_{p,1} \delta_{n,1+\Delta}, \quad \lambda_{mp}^{II} = (S_1 S_2)^{1/2} \frac{I'}{I} \left(\frac{S_1'}{S_1} \right)^{1/2} \sum_{\Delta} \delta_{m,1+\Delta} \delta_{p,1};$$

z —число ближайших соседей.

Введем функции Грина, связанные с операторами спинового отклонения:

$$G_{nn'}^1(t-t') = \langle\langle a_n(t) | a_{n'}^+(t') \rangle\rangle, \quad G_{nn'}^3(t-t') = \langle\langle b_n(t) | a_{n'}^+(t') \rangle\rangle, \\ G_{nn'}^2(t-t') = \langle\langle a_n^+(t) | a_{n'}^+(t') \rangle\rangle, \quad G_{nn'}^4(t-t') = \langle\langle b_n^+(t) | a_{n'}^+(t') \rangle\rangle. \quad (4)$$

После несложных вычислений с помощью (3) получаем уравнение движения в матричной форме для функции Грина (4):

$$\left\{ \begin{pmatrix} E - IS_2 \approx IV\overline{S_1 S_2} \\ IV\overline{S_1 S_2} E - IS_1 \approx \end{pmatrix} - 2I \begin{pmatrix} V_{np}^I & V_{np}^{II} \\ V_{np}^{IV} & V_{np}^{III} \end{pmatrix} \right\} \begin{pmatrix} G_{nn'}^1 \\ G_{nn'}^3 \end{pmatrix} - 2I \begin{pmatrix} \lambda_{np}^I & 0 \\ 0 & \lambda_{np}^{II} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_{nn'}^4 \\ G_{nn'}^2 \end{pmatrix} = \frac{1}{2\pi} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix},$$

$$\left\{ \begin{pmatrix} E + IS_2 \approx -IV\overline{S_1 S_2} \\ -IV\overline{S_1 S_2} E + IS_1 \approx \end{pmatrix} + 2I \begin{pmatrix} V_{np}^I & V_{np}^{II} \\ V_{np}^{IV} & V_{np}^{III} \end{pmatrix} \right\} \begin{pmatrix} G_{nn'}^2 \\ G_{nn'}^4 \end{pmatrix} + 2I \begin{pmatrix} 0 & \lambda_{np}^I \\ \lambda_{np}^{II} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_{nn'}^1 \\ G_{nn'}^3 \end{pmatrix} = 0. \quad (5)$$

При $V = \lambda = 0$ уравнения (5) переходят в уравнение для идеального кристалла. Поэтому функции Грина реального кристалла можно выразить через функции Грина для идеального кристалла:

$$\begin{pmatrix} G^1 \\ G^3 \\ G^2 \\ G^4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I - V_{01}^{-1} V - V_{01}^{-1} V_1 \\ V_{02}^{-1} V_1 I + V_{02}^{-1} V \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_{nn'}^{01} \\ G_{nn'}^{03} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (6)$$

Здесь V , V_1 и V_0^{-1} определяются следующим образом:

$$V = 2I \begin{pmatrix} V_{np}^I & V_{np}^{II} \\ V_{np}^{IV} & V_{np}^{III} \end{pmatrix}, \quad V_1 = 2I \begin{pmatrix} 0 & \lambda_{np}^I \\ \lambda_{np}^{II} & 0 \end{pmatrix},$$

$$V_{01}^{-1} = \begin{pmatrix} G_{nn'}^{00} & G_{nn'}^{01} \\ G_{nn'}^{01} & G_{nn'}^{02} \end{pmatrix}, \quad V_{02}^{-1} = \begin{pmatrix} \Gamma_{nn'}^{00} & \Gamma_{nn'}^{01} \\ \Gamma_{nn'}^{01} & \Gamma_{nn'}^{02} \end{pmatrix}.$$

С помощью матричной алгебры уравнение (6) можно записать в другом виде:

$$\begin{pmatrix} G^1 \\ G^3 \\ G^2 \\ G^4 \end{pmatrix}_{nn} = \sum_p \frac{\begin{pmatrix} I - V_{01}^{-1} V - V_{01}^{-1} V_1 \\ V_{02}^{-1} V_1 I + V_{02}^{-1} V \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}_{np}}{\det \begin{pmatrix} I - V_{01}^{-1} V - V_{01}^{-1} V_1 \\ V_{02}^{-1} V_1 I + V_{02}^{-1} V \end{pmatrix}} \begin{pmatrix} G_{nn'}^{01} \\ G_{nn'}^{03} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}_{pn} \quad (7)$$

Как известно, полюс функции Грина определяет энергетический спектр данной системы. В рассматриваемом случае уравнение

$$\det \begin{pmatrix} I - V_{01}^{-1} V - V_{01}^{-1} V_1 \\ V_{02}^{-1} V_1 I + V_{02}^{-1} V \end{pmatrix} = 0 \quad (8)$$

определяет энергию элементарных возбуждений в возмущенных магнитоупорядоченных кристаллах.

С помощью унитарной матрицы детерминант (8) можно разбить на произведение множителей [9], число которых определяется числом соседей данного примесного атома. Действительно,

$$\det U^+ \begin{vmatrix} I - V_{01}^{-1} V - V_{01}^{-1} V_1 \\ V_{02}^{-1} V_1 I + V_{02}^{-1} V \end{vmatrix} U = D_s L_p^3 D_d^3 D_f. \quad (9)$$

Здесь унитарные матрицы удовлетворяют условию

$$U^+ U = 1.$$

Так как мы рассматриваем простую двухподрешеточную ферромагнитную объемноцентрированную решетку, унитарные матрицы U^+ , U представляют девятимерную матрицу [9]. Множители D_p , D_d и D_f ничем не отличаются от случая положительной обменной связи примесного атома с кристаллом. Поэтому исследование указанных мод не представляет интереса. В отличие от случая $I' > 0$ при этом появляются две s -моды, т. е.

$$D_s = d_s \cdot d_{s'}. \quad (10)$$

Здесь d_s и $d_{s'}$ определяются следующим образом:

$$d_s = 1 - 4\pi I \left[V^I G_{nn'}^{00} - G_{nn'}^{01} V^{III} \frac{E - 2I \approx S_2}{2IV\overline{S_1 S_2}} + 2\approx V^{II} G_{nn'}^{01} \right] - (4\pi I)^2 [V^I V^{III} - \approx (V^{II})^2] \left[\approx G_{nn'}^{01} G_{nn'}^{01} + G_{nn'}^{00} G_{nn'}^{01} \frac{E - 2I \approx S_2}{2IV\overline{S_1 S_2}} \right], \quad (11)$$

$$d_{s'} = 1 - 4\pi I [\Gamma_{nn'}^{02} + \Gamma_{nn'}^{02} + \Gamma_{nn'}^{02} + 3\Gamma_{nn'}^{02} + 3\Gamma_{nn'}^{02}] V^{II} - (4\pi I)^2 [\Gamma_{nn'}^{01} (\Gamma_{nn'}^{02} + \Gamma_{nn'}^{02} + 3\Gamma_{nn'}^{02} + 3\Gamma_{nn'}^{02}) - \Gamma_{nn'}^{01} \Gamma_{nn'}^{01} \approx] [(V^{II})^2 - V^{III} V^{II}].$$

Если пренебречь членами высокого порядка относительно параметра возмущения, последнее выражение можно привести к простому виду:

$$d_s = 1 - 4\pi I \left[V^I G_{nn'}^{00} - G_{nn'}^{01} V^{III} \frac{E - 2I \approx S_2}{2IV\overline{S_1 S_2}} + 2\approx V^{II} G_{nn'}^{01} \right],$$

$$d_{s'} = 1 + 4\pi I \left[V^I \Gamma_{nn'}^{00} + \Gamma_{nn'}^{01} V^{III} \frac{E + 2I \approx S_2}{2IV\overline{S_1 S_2}} + 2\approx V^{II} \Gamma_{nn'}^{01} \right]. \quad (12)$$

Здесь $G_{nn'}^0$ и $\Gamma_{nn'}^0$ являются функциями Грина для идеального ферромагнитного материала и определяются из уравнения (3):

$$G_{nn'}^{00} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{N} \sum_k \frac{E - IS_1 \approx}{(E - IS_2 \approx)(E - IS_1 \approx) - (IV\overline{S_1 S_2} \approx)^2 |\vec{\gamma}_k^+ \vec{\gamma}_k^-|} e^{ik(n-n')},$$

$$G_{nn'}^{01} = -\frac{1}{2\pi} \frac{1}{N} \sum_k \frac{I \approx \overline{S_1 S_2} \approx \vec{\gamma}_k^-}{(E - IS_2 \approx)(E - IS_1 \approx) - (IV\overline{S_1 S_2} \approx)^2 |\vec{\gamma}_k^+ \vec{\gamma}_k^-|} e^{ik(n-n')},$$

$$\Gamma_{nn'}^{00} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{N} \sum_k \frac{E + IS_1 \approx}{(E + IS_2 \approx)(E + IS_1 \approx) + (IV\overline{S_1 S_2} \approx)^2 |\vec{\gamma}_k^+ \vec{\gamma}_k^-|} e^{ik(n-n')},$$

$$\Gamma_{nn'}^{01} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{N} \sum_k \frac{IV\overline{S_1 S_2} \approx \vec{\gamma}_k^+}{(E + IS_2 \approx)(E + IS_1 \approx) + (IV\overline{S_1 S_2} \approx)^2 |\vec{\gamma}_k^+ \vec{\gamma}_k^-|} e^{ik(n-n')}. \quad (13)$$

ПРИМЕСНЫЙ АТОМ В ФЕРРОМАГНИТНОМ КРИСТАЛЛЕ С АНТИПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ ПОДРЕШЕТКАМИ

Реальный ферромагнитный кристалл с антипараллельными подрешетками описывается гамильтонианом:

$$H = I \sum_{n\Delta} \vec{S}_n \vec{S}_{n+\Delta} - 2I \sum_{\Delta} \vec{S}_1 \vec{S}_{1+\Delta} - 2I' \sum_{\Delta} \vec{S}_1 \vec{S}_{1+\Delta}. \quad (14)$$

Здесь $\vec{S}_n$ и $\vec{S}_{n+\Delta}$ — операторы спинов магнитных ионов в первой и второй подрешетках. $\vec{S}_1$ — оператор спина примесного атома, расположенного в узле $n = 1$. I — обменный интеграл между магнитными ионами, а I' — обменный интеграл примесного атома с атомами кристалла.

По методу Хольштейна и Примакова гамильтониан (13) можно выразить через оператор спинсвого склонения:

$$H = I \sum_{n\Delta} \{ (S_1 S_2)^{1/2} (a_n b_{n+\Delta} + a_n^+ b_{n+\Delta}^+) + S_1 b_{n+\Delta}^+ b_{n+\Delta} + S_2 a_n^+ a_n \} - \\ - 2I \sum_{\Delta} \{ (S_1 S_2)^{1/2} (a_1 b_{1+\Delta} + a_1^+ b_{1+\Delta}^+) + S_1 b_{1+\Delta}^+ b_{1+\Delta} + S_2 a_1^+ a_1 \} - \\ - 2I' \sum_{\Delta} \{ (S_1' S_2')^{1/2} (a_1^+ b_{1+\Delta} + a_1 b_{1+\Delta}^+) - S_1' b_{1+\Delta}^+ b_{1+\Delta} - S_2 a_1^+ a_1 \}. \quad (15)$$

Для дальнейшего вычисления составим уравнения движения, которым подчиняются операторы a_n , a_n^+ и b_m , b_m^+ :

$$i \frac{d}{dt} a_n = I \sqrt{S_1 S_2} \sum_{\Delta} b_{n+\Delta}^+ + I S_2 \varepsilon a_n + 2I \sum_p V_{np}^I a_p - 2I \sum_p \times \\ \times (V_{np}^{II} b_p^+ + \lambda_{np}^I b_p), \\ -i \frac{d}{dt} a_n^+ = I \sqrt{S_1 S_2} \sum_{\Delta} b_{n+\Delta} + I S_2 \varepsilon a_n^+ + 2I \sum_p V_{np}^I a_p^+ - 2I \sum_p \times \\ \times (V_{np}^{II} b_p + \lambda_{np}^I b_p^+); \\ i \frac{d}{dt} b_m = I \sqrt{S_1 S_2} \sum_{\Delta} a_{m-\Delta}^+ + I S_1 \varepsilon b_m + 2I \sum_p V_{mp}^{III} b_p - 2I \sum_p \times \\ \times (V_{mp}^{IV} a_p^+ + \lambda_{mp}^{II} a_p), \\ -i \frac{d}{dt} b_m = I \sqrt{S_1 S_2} \sum_{\Delta} a_{m-\Delta} + I S_1 \varepsilon b_m^+ + 2I \sum_p V_{mp}^{III} b_p^+ - 2I \sum_p \times \\ \times (V_{mp}^{IV} a_p + \lambda_{mp}^{II} a_p^+), \quad (16)$$

где параметры V и λ связаны с возмущением и определяются из выражений

$$V_{np}^I = \varepsilon S_2 \left(\frac{I'}{I} - 1 \right) \delta_{n1} \delta_{p1}, \quad \lambda_{np}^I = \frac{I'}{I} \left(\frac{S_1'}{S_1} \right)^{1/2} \sum_{\Delta} \delta_{n1} \delta_{p,1+\Delta}, \\ V_{np}^{II} = (S_1 S_2)^{1/2} \sum_{\Delta} \delta_{n1} \delta_{p,1+\Delta}, \quad \lambda_{mp}^{II} = \frac{I'}{I} \left(\frac{S_1'}{S_1} \right)^{1/2} \delta_{n,1+\Delta} \delta_{p,1}, \\ V_{np}^{IV} = (S_1 S_2)^{1/2} \sum_{\Delta} \delta_{n,1+\Delta} \delta_{p,1}, \quad V_{np}^{III} = S_1 \left(\frac{I'}{I} \frac{S_1'}{S_1} - 1 \right) \sum_{\Delta} \delta_{n,1+\Delta} \delta_{p,1+\Delta}.$$

Введем двухвременные функции Грина следующего типа:

$$G_{nn'}^1(t-t') = \langle\langle a_n(t) | a_{n'}^+(t') \rangle\rangle, \quad G_{nn'}^3(t-t') = \langle\langle b_m(t) | a_{n'}^+(t') \rangle\rangle, \quad (17) \\ G_{nn'}^2(t-t') = \langle\langle a_n^+(t) | a_{n'}^+(t') \rangle\rangle, \quad G_{nn'}^4(t-t') = \langle\langle b_m^+(t) | a_{n'}^+(t') \rangle\rangle.$$

С помощью (15) для этих функций составим уравнение движения в символическом виде:

$$(V_{01} - V) \begin{pmatrix} G^1 \\ G^4 \end{pmatrix} + V_1 \begin{pmatrix} G^2 \\ G^3 \end{pmatrix} = \frac{1}{2\pi} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \\ (V_{02} + V) \begin{pmatrix} G^2 \\ G^3 \end{pmatrix} - V_1 \begin{pmatrix} G^1 \\ G^4 \end{pmatrix} = 0. \quad (18)$$

Матрицы V_{01} , V_{02} , V и V_1 имеют вид:

$$V_{01} = \begin{pmatrix} E - I S_2 \varepsilon - I \sqrt{S_1 S_2} \\ I \sqrt{S_1 S_2} E + I S_1 z \end{pmatrix}; \quad V_{02} = \begin{pmatrix} E + I S_2 \varepsilon + I \sqrt{S_1 S_2} \\ -I \sqrt{S_1 S_2} E - I S_1 z \end{pmatrix}; \\ V = 2I \begin{pmatrix} V_{np}^I - V_{np}^{II} \\ V_{np}^{IV} - V_{np}^{III} \end{pmatrix}; \quad V_1 = 2I \begin{pmatrix} 0 & \lambda_{np}^I \\ -\lambda_{np}^{II} & 0 \end{pmatrix}.$$

С помощью простых вычислений можно показать, что уравнение (17) приводится к виду

$$(I - V_{01}^{-1} V + V_{01}^{-1} V_1 (I + V_{02}^{-1} V)^{-1} V_{02}^{-1} V_1) \begin{pmatrix} G^1 \\ G^4 \end{pmatrix} = \frac{V_{01}^{-1}}{2\pi} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (19)$$

Примесные уровни в нерегулярном ферромагнитном кристалле с антипараллельными подрешетками определяются уравнением:

$$\det |I - V_{01}^{-1} V + V_{01}^{-1} V_1 (I + V_{02}^{-1} V)^{-1} V_{02}^{-1} V_1| = 0. \quad (20)$$

Если умножить детерминант (19) слева и справа на унитарную матрицу, то он разбивается на множители соответственно неприводимым представлениям s , p , a , f :

$$\det U^+ |I - V_{01}^{-1} V + V_{01}^{-1} V_1 (I + V_{02}^{-1} V)^{-1} V_{02}^{-1} V_1| U = \\ = D_s D_p^3 D_d^3 D_f.$$

Множители D_p , D_d и D_f совпадают с множителями, полученными в работе [5]. Поэтому их явный вид записывать не будем. В (21)

$$D_s = d_s \cdot d_{s'}. \quad (22)$$

Здесь

$$d_s = 1 - 4\pi I \left\{ V^I G_{nn'}^{00} + G_{nn'}^{01} \left[\frac{E - I S_2 \varepsilon}{I \sqrt{S_1 S_2}} V^{III} - 2\varepsilon V^{II} \right] \right\} + \\ + (4\pi I)^2 [V^I V^{III} - \varepsilon (V^{II})^2] G_{nn'}^{01} \left[\frac{E - I S_2 \varepsilon}{I \sqrt{S_1 S_2}} G_{nn'}^{00} - \varepsilon G_{nn'}^{01} \right], \\ d_{s'} = 1 - 4\pi I \left[V^I G_{nn'}^{00} + G_{nn'}^{01} \left[\frac{E + I S_2 \varepsilon}{I \sqrt{S_1 S_2}} + 2\varepsilon V^{II} \right] \right] - \\ - (4\pi I)^2 [V^I V^{III} - \varepsilon (V^{II})^2] G_{nn'}^{01} \left[\frac{E + I S_2 \varepsilon}{I \sqrt{S_1 S_2}} G_{nn'}^{00} - \varepsilon G_{nn'}^{01} \right]. \quad (23)$$

Если ограничиться линейными членами относительно параметра возбуждения, то выражения (23) приводятся к более простому виду:

$$d_s = 1 - 4\pi I \left\{ V^I G_{nn'}^{00} - G_{nn'}^{01} \left[\frac{E - I S_2 \varepsilon}{I \sqrt{S_1 S_2}} V^{III} - 2\varepsilon V^{II} \right] \right\}, \\ d_{s'} = 1 - 4\pi I \left\{ V^I G_{nn'}^{00} + G_{nn'}^{01} \left[\frac{E + I S_2 \varepsilon}{I \sqrt{S_1 S_2}} V^{III} + 2\varepsilon V^{II} \right] \right\}. \quad (24)$$

В выражении (24) явный вид функций G^0 и G^0 можно вычислить с помощью уравнений (16):

$$G_{nn'}^{00} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{N} \times \\ \times \sum_k \frac{E + I S_1 \varepsilon}{(E - I S_2 \varepsilon)(E + I S_1 \varepsilon) + [I \sqrt{S_1 S_2} z]^2 |\gamma_k^+ \gamma_k^-|} e^{ik(n-n')}.$$

$$\begin{aligned}
G_{nn'}^{01} &= -\frac{1}{2\pi} \frac{1}{N} \times \\
&\times \sum_k \frac{IV\overline{S_1 S_2} \approx \gamma_k^-}{(E - IS_2 z)(E + IS_1 z) + [IV\overline{S_1 S_2} z]^2 |\gamma_k^+ \gamma_k^-|} e^{ik(n-n')}, \\
\Gamma_{nn'}^{00} &= -\frac{1}{2\pi} \frac{1}{N} \times \\
&\times \sum_k \frac{E - IS_1 z}{(E + IS_2 z)(E - IS_1 z) + [IV\overline{S_1 S_2} z]^2 |\gamma_k^+ \gamma_k^-|} e^{ik(n-n')}, \\
\Gamma_{nn'}^{01} &= -\frac{1}{2\pi} \frac{1}{N} \times \\
&\times \sum_k \frac{IV\overline{S_1 S_2} \approx \gamma_k^+}{(E + IS_2 z)(E - IS_1 z) + [IV\overline{S_1 S_2} z]^2 |\gamma_k^+ \gamma_k^-|} e^{ik(n-n')},
\end{aligned} \quad (25)$$

где $\gamma_k^+ = z^{-1} \sum_{\Delta} e^{\pm i k \Delta}$.

Из (24) и (25) простым вычислением можно показать, что

$$d_s(E) = d_{s'}(-E). \quad (26)$$

При $S_1 = S_2$ (26) совпадает с выражением для моды, полученной в работе [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. Wolfram T., Callaway I. Phys. rev. 130, 2207 (1963).
2. Изюмов Ю. А., Медведев В. М. ЖЭТФ, 48, 574 (1965).
3. Гусейнов Н. Г., Сендов Ю. М. ЖЭТФ, 51, 1084 (1966).
4. Lovesey S. W. Proc. phys. soc vol. 1, 102 (1968).
5. Изюмов Ю. А., Медведев М. В. ФТТ, 9, 567 (1967).
6. Ishii M., Sanamori I., Nacamura T. Progr. Theor. Phys, 33, 795 (1965).
7. Lovesey S. W. Proc. phys. soc., vol. 1, 118 (1968).
8. Holstein T., Primakoff H. Phys. rev., 58, 1098 (1940).
8. Изюмов Ю. А., Медведев М. В. Теория магнитоупорядоченных кристаллов с примесями. М. 1970.

Физический институт
АН Азерб. ССР

Поступило 16. XII 1971

М. Н. Абдуллаев

Мүрәккәб магнитнизамлы кристалларда мәнфи
мүбадилә элагәли ашгар атомлары

ХҮЛАСӘ

Сон вахтлар магнит-низамлы маддәләрдә ашгар атомларын јаратдығы сәвијјәләр өјрәнилмишдир. Мәгаләдә ферромагнитләрдә һәмин сәвијјәләрин өјрәнилмәсиндән бәһс олунмушдур. Мәгалә ики һиссәдән ибарәтдир. Биринчи һиссәдә јарымгәфәсләрин спинләри бир истигамәтдә јөнәлмиш ферромагнит кристалларда антиферромагнит элагәли магнит атомунун тәсириндән әмәл кәлән ашгар сәвијјәләр өјрәнилмишдир. Икинчи һиссәдә исә һәмин мәсәлә јарымгәфәсләринин спинләри бир-биринин әксинә јөнәлмиш ферромагнит маддәләр үчүн тәһлил едилмишдир. Белә ашгар мәсәләсинә ферромагнит элагәли магнит атомлары вурулмуш ферромагнит кристалында бахылмышдыр [5].

Антиферромагнит ашгар элагәси һалында алынән p , d вә f ашгар сәвијјәләринин ферромагнит ашгар элагәси һалында алынән p , d вә f сәвијјәләрилә үст-үстә дүшдүјү мүнәввәр едилмишдир. һәмчинин ферромагнит ашгар элагәси һалындан фәғли оларағ, бахдығымыз мәгаләнин биринчи һиссәсиндә ики S , икинчи һиссәсиндә исә бир S сәвијјәләринин олдуғу кәстәрилмишдир. Гејд етмәк лазымдыр ки, ферромагнит-ашгар элагәси һалында биринчи һиссәдә бир S сәвијјәси, икинчи һиссәдә исә ики S сәвијјәси алынмышдыр.

УДК 541.67

Л. М. ИМАНОВ, Ф. Г. МИРЗОЕВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВОДОРОДНОЙ СВЯЗИ НА ХИМИЧЕСКИЙ СДВИГ

В настоящее время известно немало работ, посвященных исследованию водородной связи. Однако с появлением новых методов интерес к исследованиям в этой области возрастает, так как многие вопросы, связанные со значением водородной связи в общей теории химической связи, далеки еще до полного решения [1].

Первые же исследования спектров протонного магнитного резонанса высокого разрешения показали, что изменение протонного сигнала от гидроксильной группы (ОН) в зависимости от ближнего окружения может дать очень важную информацию о межмолекулярной водородной связи. Вопрос о теоретической трактовке химического сдвига сигнала ЯМР от водородной связи решен лишь качественно. Поэтому накопление экспериментальных данных о химическом сдвиге протонного сигнала от гидроксильной группы не лишен интереса.

В предлагаемой статье приводятся некоторые результаты о поведении химического сдвига гидроксильной группы *n*-бутилового спирта, растворенного в гексане, циклогексане, бензоле и хлорбензоле. Наиболее подробно были исследованы малые концентрации спирта в бензоле и хлорбензоле.

Интерес к изучению растворов *n*-бутилового спирта в хлорбензоле возрастал в связи со следующим обстоятельством. Методом микроволновой диэлектрической релаксации было обнаружено образование комплексов на основе ОН-группы спирта с молекулой хлорбензола [2]. В работе [3], однако, утверждается, что водородная связь между молекулами хлорбензола и *n*-бутилового спирта либо совсем отсутствует, либо ничтожно слаба.

Экспериментальная часть. Измерена величина химических сдвигов $\delta_{\text{ОН}}$ гидроксильной группы в растворах *n*-бутилового спирта в гексане, циклогексане, бензоле и хлорбензоле при объемном соотношении 0,02:0,98; 0,03:0,97; 0,04:0,96; 0,08:0,92; 0,12:0,88; 0,16:0,84; 0,2:0,8; 0,3:0,7; 0,5:0,5; 0,8:0,2; 1:0.

При сильных разбавлениях инертными растворителями: гексаном и циклогексаном сигнал от группы ОН не удалось обнаружить. Это, по-видимому, связано с существованием следов воды в растворителе или на стенках ампулы. При этом вследствие обмена между гидроксильным протоном и следами воды резонансная линия настолько уширяется, что ее трудно обнаружить [4].

Измерения проводились на спектрометре ЯМР-535 с рабочей частотой 40 Мгц, при температуре 20°C. Химический сдвиг измерялся

относительно сигнала метильной группы *n*-бутилового спирта, принятого в качестве внутреннего эталона. Постоянство положения сигнала от метильной группы при разбавлениях проверялось относительно сигнала от гексаметилдисиласана (ГМДС). Измерение относительных расстояний между эталонными и гидроксильными сигналами произведено методом боковых сигналов [5].

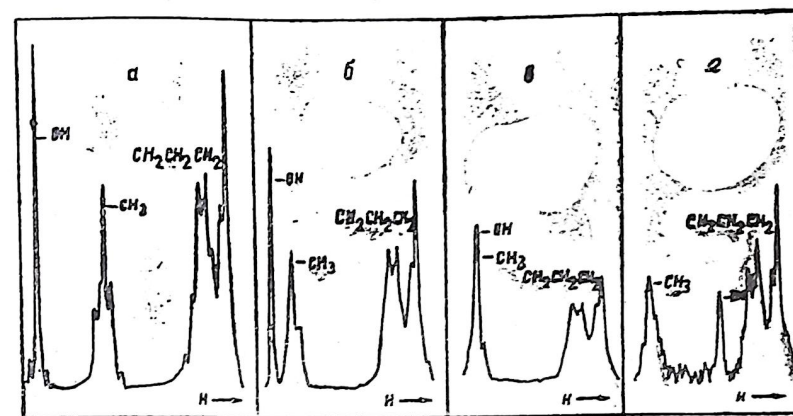


Рис. 1. Спектр ЯМР *n*-бутилового спирта в растворе хлорбензола при концентрациях *n*-C₄H₉ОН: а) — 50%; б) — 16%; в) — 8%; г) — 3%.

Результаты и их обсуждение. В изученных системах с разбавлением спирта сигнал от группы ОН смещается в сторону сильных полей. На рис. 1 показан характерный спектр *n*-бутилового спирта в области промежуточных концентраций в хлорбензоле. Как видно, положение сигнала от групп CH₃ и CH₂—CH₂—CH₂ почти не меняется, тогда как сигнал от гидроксильной группы, смещаясь, оказывается в более сильном поле, чем сигнал от метильной группы.

Зависимость химического сдвига гидроксильной группы ($\delta_{\text{ОН}}$) от концентраций растворителей представлена на рис. 2, а соответствующие данные приведены в таблице (x — объемная доля спирта в растворе).

Увеличение химического сдвига с уменьшением концентрации спирта (рис. 2) объясняется разрывом межмолекулярной водородной связи [6]. При этом изменяется экранирование протона гидроксильной группы и из-за малости времени жизни водородной связи, по сравнению с обратной величиной химического сдвига, наблюдаемый сдвиг соответствует среднему экранированию для имеющихся состояний (с учетом их статистического веса). Следовательно, с увеличением заселенности молекул спиртов по мере разбавления в неассоциированном состоянии происходит смещение сигнала в сторону сильного поля.

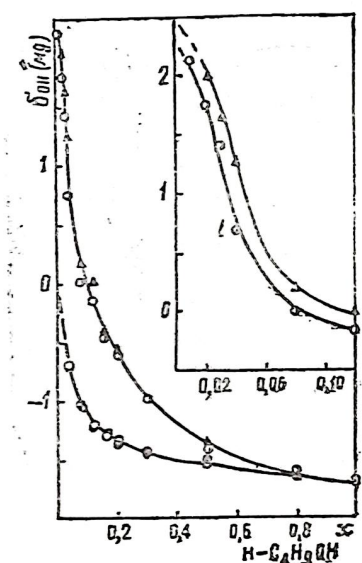


Рис. 2. Концентрационные зависимости химического сдвига сигнала ЯМР гидроксильной группы *n*-бутилового спирта в гексане (○), циклогексане (●), бензоле (▲) и хлорбензоле (○).

Величина химических сдвигов от гидроксильной группы $\delta_{\text{ОН}}$ (мд)
н-бутилового спирта при разных растворителях и концентрациях

x	Гексан	Циклогексан	Бензол	Хлорбензол
1	2	3	4	5
0,01	—	—	—	~2,15
0,02	—	—	~1,99	1,75
0,03	—	—	1,62	1,42
0,04	-0,70	-0,70	1,25	1,24
0,08	-1,05	-1,05	0,17	0,00
0,12	-1,25	-1,23	0,00	-0,16
0,16	-1,30	-1,30	-0,43	-0,45
0,20	-1,38	-1,35	-0,57	-0,61
0,30	-1,46	-1,45	-1,00	-1,01
0,50	-1,56	-1,52	-1,37	-1,42
0,80	-1,67	-1,63	-1,65	-1,64
1,00	-1,74	-1,74	-1,74	-1,74

В растворах гексана и циклогексана величина химического сдвига от гидроксила $\delta_{\text{м}}$, полученная из экстраполяции кривой к $x=0$, равна 0,00 мд, а величина $\delta_{\text{а}}$, соответствующая ассоциированному спирту ($x=1,00$), равна -1,74 мд. Таким образом, если предположить, что $\delta_{\text{м}}$ соответствует мономеру, то суммарный сдвиг от водородной связи $\delta_{\text{м}} - \delta_{\text{а}}$, характеризующий силу водородной связи при комнатной температуре, окажется равным ~1,74 мд.

Химический сдвиг от ОН, обусловленный разведением в бензоле и хлорбензоле, оказался аномально большим. Такая аномалия легко объясняется характерными магнитными свойствами ароматического соединения, взятого в качестве растворителя [7]. Под действием внешнего магнитного поля замкнутые токи, создаваемые электронами бензольного кольца, ориентируются так, чтобы создаваемое ими магнитное поле было направлено против внешнего поля. Это приводит к появлению отрицательного вклада в постоянную экранирования.

Ясно, что протон гидроксильной группы, расположенный над кольцом или под ним, испытывает увеличение экранирования и его резонансный сигнал смещается в сторону сильного поля, а сигнал протона, расположенного в плоскости бензольного кольца, смещается в сторону слабого поля. В результате усреднения по всем возможным ориентациям молекул сдвиг оказывается в области сильного поля.

Таким образом, постепенное разбавление бензолом и хлорбензолом ведет к тому, что большее число групп ОН молекул н-бутилового спирта испытывает тесный контакт с молекулами ароматического растворителя, что приводит к резкому нарастанию химического сдвига, т. е. к смещению сигнала от группы ОН в сторону сильного поля.

Различия в концентрационных зависимостях химического сдвига, обусловленные разведением в бензоле и хлорбензоле, особенно при сильных разбавлениях (рис. 2а), по-видимому, связаны либо с существованием ассоциата на основе $\text{H} \cdots \text{Cl}$, либо с увеличением среднего расстояния между ароматическим кольцом и ОН при введении заместителей в бензольное кольцо, либо с обоими указанными факторами. Пользуясь значениями химического сдвига бесконечно разбавленных растворов н-бутилового спирта, соответствующими мономеру $\delta_{\text{м}}$ в гексане или циклогексане, можно оценить сдвиг от экранирования бензольного кольца. Определенный таким способом химический сдвиг от бензольного кольца составляет -2,4 мд, а в случае хлорбензола -2,25 мд. Разность, обусловленная присутствием атома хлора, составляет 0,15 мд.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пиментел Дж., Мак-Клеллан О. Водородная связь. М., 1964.
2. Зульфугарзаде К. Э., Гаджиев Г. А., Иманов Л. М. ЖФХ (в печати).
3. Вукс М. Ф., Османов С. А. Тепловое движение молекул и межмолекулярное взаимодействие в жидкостях и растворах. Самаркандский гос. университет, 1969.
4. ЯМР и ЭПР спектроскопия. М., 1964.
5. Arnold I. T., Packard M. E. g. Chem. Phys. 19, 1608 (1951).
6. Schneider W. G., Bernstein H. I., Pople I. A. J. Chem. Phys. 28, 601 (1958).
7. Pople I. A. J. Chem. Phys. 24, 1111 (1962).

Физический институт
АН Азерб. ССР

Поступило 10. XII 1971

Л. М. Иманов, Ф. Н. Мирзэјев

Һидрокен элагәсинин кимјәви јердәјишмәјә
тә'сиринин тәдгиги

ХҮЛАСӘ

Тәдгигатда һексан, тсиклоһексан, бензол вә хлорбензол һәлледи-чиләриндә н-бутил спиртинин ОН групунун кимјәви сүрүшмәсинин концентрасија асылылығы өјрәнилмишдир. 20°C температурда гидро-кен элагәсинин вә бензол һәлгәсинин экранлашдырычы тә'сириндән еранан кимјәви сүрүшмәнин гијмәти тә'јин едилмишдир.

УДК 541.1

Р. И. КАЖЛАЕВА, М. Г. ШАХТАХТИНСКИЙ

ИССЛЕДОВАНИЕ ДАВЛЕНИЙ НАСЫЩЕННЫХ ПАРОВ МЕТОДОМ КНУДСЕНА ВЕЩЕСТВ С МЕДЛЕННЫМ УСТАНОВЛЕНИЕМ РАВНОВЕСИЯ ПАР—ТВЕРДОЕ ТЕЛО

Анализ литературных данных показывает, что в случае применения метода Кнудсена для исследования давления паров веществ с медленным установлением равновесия пар—твердое тело встречается ряд методических затруднений, приводящих к разноречивости получаемых результатов. Нами разработана специальная методика, обеспечивающая получение данных, отвечающих значениям давления пара, близким к равновесным. В качестве объекта исследования был выбран мышьяк, характерным свойством которого является медленное установление равновесия между паровой и твердой фазой. Давление пара мышьяка вплоть до температуры 800°C практически определяется молекулами As_4 , диссоциацией которых до этих температур можно пренебречь [6]. Поскольку молекул такого состава в конденсированном мышьяке (в жидком или твердом состоянии) не наблюдается, установление равновесия затруднено. Благодаря этому, результаты измерения давления его насыщенного пара изменяются в зависимости от условий эксперимента. Разработанная нами специальная методика включает ряд вспомогательных экспериментов, обеспечивающих выбор режима опыта.

Измерения проводились интегральным вариантом метода Кнудсена на установке, разработанной в лаборатории [1]. Как показал анализ экспериментальных данных, на результаты измерений влияют следующие факторы: соотношение площадей эффузионного отверстия и испаряющегося вещества, время выдержки камеры, герметически закрытой крышкой, и время экспозиции испарения через эффузионное отверстие. В случае применения камеры, открытой в процессе нагрева, и установления температурного режима, результаты измерений оказываются зависимыми от времени экспозиции даже при очень больших отношениях (10^4) площадей эффузионного отверстия и испаряющегося вещества. Поэтому нами, в отличие от описываемых в литературе конструктивных модификаций метода Кнудсена, применялась камера, герметически закрывающаяся при нагревании и выдержке для установления равновесия.

Вариация значений времени выдержки для установления равновесия в камере показала, что получение результатов, близких к равновесному давлению пара, возможно лишь при выдержках камеры в герметизированном состоянии в течение нескольких часов. При этом необходимым условием установления равновесия за это время явля-

лось помещение вещества в камеру в порошкообразном виде. Проводилась также вариация времени экспозиции при испарении вещества через эффузионное отверстие. Как выяснилось, на выбор времени экспозиции влияют два фактора. При длительном времени экспозиции равновесие в камере значительно нарушается и по мере увеличения продолжительности экспозиции результаты измерения давления пара (при прочих равных условиях) уменьшаются.

С другой стороны, при малых значениях времени экспозиции анализ количества осевшего на конденсационных колпаках вещества вносит дополнительную погрешность в результаты определения давления пара. Поэтому время экспозиции должно выбираться максимально большим, но на участке, где еще не наблюдается заметного уменьшения результатов в силу нарушения равновесия в камере. При соблюдении вышеперечисленных методических условий измерения точность результатов зависит от выбранной методики определения количества конденсата на колпаках.

Нами был применен метод, основанный на окислении мышьяка до мышьяковой кислоты и последующем ее определении йодометрическим методом с применением органических растворителей [2]. Результаты измерений давления паров мышьяка представлены в таблице.

$T, ^\circ K$	$p, \text{ мм рт. ст.}$	$\lg p$	$\frac{10^4}{T}$
500	$1,32 \cdot 10^{-4}$	-3,88	20,00
503	$2,34 \cdot 10^{-4}$	-3,63	19,88
508	$3,16 \cdot 10^{-4}$	-3,50	19,69
518	$5,25 \cdot 10^{-4}$	-3,28	19,31
523	$8,92 \cdot 10^{-4}$	-3,05	19,11
533	$1,41 \cdot 10^{-3}$	-2,85	18,76
563	$6,46 \cdot 10^{-3}$	-2,19	17,76
583	$2,82 \cdot 10^{-2}$	-1,55	17,15
603	$6,31 \cdot 10^{-2}$	-1,20	16,58
623	$1,12 \cdot 10^{-1}$	-0,95	16,05

Для сравнения с результатами проводившихся ранее исследований давления паров мышьяка данные, полученные нами и другими авторами, нанесены на график зависимостей $\lg p$ от $\frac{1}{T}$ (рисунок).

Для температурной области, где давление пара мышьяка ниже 1 мм рт. ст., данные имеются лишь в работе [8]. По мнению самих авторов этого исследования, условия эксперимента не отвечали равновесному значению давления пара и поэтому были пересчитаны с учетом коэффициента испарения [8а]. Необходимо отметить, что результаты этой работы при экстраполяции полученных зависимостей в область более высоких температур значительно расходятся с большинством экспериментальных данных других авторов.

Результаты ряда исследований в области более высоких температур также не согласуются между собой. Однако некоторые из них, проведенные с применением метода точек кипения [4, 5], можно считать, учитывая специфику испарения мышьяка, недостоверными. Тогда остальные результаты [6, 7, 3, 8, 8а, 9, 10, 11] можно считать согласованными. Исключение составляет наиболее низкотемпературная точка, указанная в работе [7], которую можно исключить, поскольку манометрическое измерение, применявшееся в [7], могло дать

некоторую ошибку при определении наиболее низких давлений. Тогда данные [7, 3, 9, 10], независимо от проведенных четырех исследований давления пара мышьяка в области высоких давлений, в пределах погрешности измерений укладываются на одну прямую зависимости $\lg p$ от $\frac{1}{T}$. Это и позволяет считать установленным из-

менение давления пара мышьяка при высоких температурах. Полученные в наших исследованиях результаты с учетом дальней экстра-

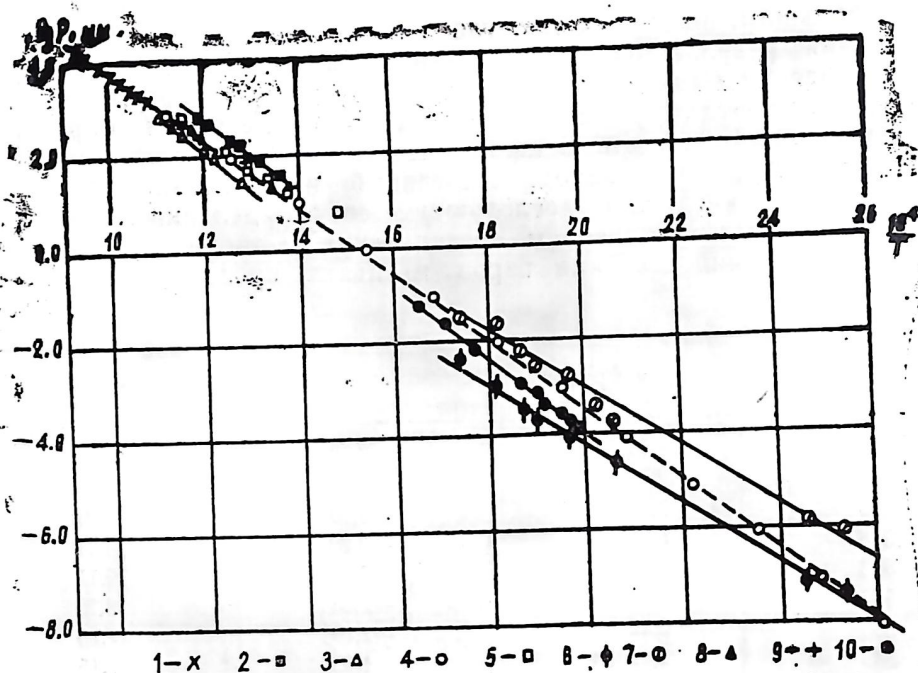


Рис. Температурная зависимость давления пара мышьяка: 1—[3]; 2—[4]; 3—[5]; 4—[6]; 5—[7]; 6—[8]; 7—[8]; 8—[9]; 10—наши данные.

поляции можно считать также согласующимися с полученными при высоких температурах. Следует отметить, что по абсолютным значениям давления пара наши результаты находятся между данными, полученными в [8] и пересчитанными с учетом коэффициента испарения величинами.

Штриховой линией на графике $\lg p \left(\frac{1}{T} \right)$ показана зависимость

[6], построенная на основании анализа литературных данных и их усреднения на счетной машине. Полученные нами результаты, как по наклону прямой, так и по абсолютным значениям, значительно ближе к этой обобщенной зависимости, чем данные [8].

Обработка полученных нами результатов методом наименьших квадратов показывает, что в интервале температур 500—623°K давление пара мышьяка изменяется в зависимости от температуры согласно выражению

$$\lg p = 10,454 - \frac{7087,62}{T}.$$

Теплота сублимации мышьяка в этом интервале оказалось равной 32 ккал/г·атом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шахтахтинский М. Г. Тр. Ин-та физики АН Азерб. ССР, т. XI, 1963.
2. Шахтахтинский Г. Б. Ж. анализ. химии АН СССР, т. IX, 1954, № 4.
3. Horiba S. Zs. f. Phys. Chem., 106, 295, 1923.
4. Ruff O., Berddahl G. Zs. f. anorg. Chem., 106, 76, 1919.
5. Ruff O., Mugdan S. Zs. f. anorg. Chem., 117, 157, 1921.
6. Несмеянов А. Н. Кн. "Давление пара химических элементов". Изд. АН СССР, М., 1961.
7. Preuner G., Brosmoller J. Zs. f. Chem. 81, 129, 1913.
8. Несмеянов А. Н. Докт. дисс. МГУ, М., 1958.
9. Gibson G. R. Цит. по Landolt—Bornstein Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, 2. Berlin, 1923, S. 1332.
10. Weichmann F., Heimbürg M. Zs. l. anorg. Chem., 240, 129, 1938.
11. Jonker N. P. A. Zs. l. anorg. Chem. 62, 89, 1909.

Физический институт
АН Азерб. ССР

Поступило 21. V 1971

Р. И. Кажлаева, М. И. Шахтахтински

Кнудсен үсулу илә бухар—бәрк фаза арасында
таразлыгы тәдричән јаранан маддәләрин бухар
тәзјигинин тәдгиги

ХҮЛАСӘ

Тәдгигатда бухар тәзјигинин таразлыг һалына олан гијмәтләрини тәјин етмәјә имкан верән хусуси үсул ишләниб һазырланмышдыр. 500—623°K интервалында арсениумун дојмуш бухар тәзјиги тәдтиг едилмиш вә онун температурдан асылылығыны көстәрән дүстур алынмышдыр: $\lg p = 10,454 - \frac{7087,62}{T}$

Арсениумун сублимасија истилијинин гијмәти һесапланмышдыр ки, бу да 32 ккал/г·атом-а бәрәбәрдир.

УДК 678.712. 53

М. А. БАГИРОВ, С. А. АБАСОВ, Т. Ф. АББАСОВ

ИЗМЕНЕНИЯ ДОЛГОВЕЧНОСТИ И ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНОК ПРИ ОДНОВРЕМЕННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ И МЕХАНИЧЕСКОЙ НАГРУЗКИ

Ранее нами проводилось исследование влияния электрических разрядов на механические свойства полимерных пленок, причем это влияние оценивалось путем сравнения свойств исходных и предварительно подвергнутых воздействию электрических разрядов образцов [1—5]. Однако полимерная изоляция в электротехнических установках высокого напряжения во многих случаях подвергается одновременному воздействию электрического поля и механической нагрузки, что приводит к значительному изменению электрофизических свойств полимерных материалов, их механической и электрической прочности. Исследование одновременного воздействия электрического поля и механической нагрузки позволяет вместе с тем более правильно определять стойкость механических нагруженных полимеров к воздействию электрических полей.

Исходя из вышеизложенного, нами проводилось исследование изменения механической и электрической прочности, а также изменение их временных зависимостей (соответственно долговечности и времени жизни) для ряда полимерных пленок: полистирола (ПС), полиэтилена (ПЭ), политетрафторэтилена (ПТФЭ) и полиэтилентерефталата (ПЭТФ) при одновременном воздействии механической нагрузки и высокого электрического поля.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерения долговечности τ_m полимерных пленок в процессе электрического старения. Испытания на долговечность τ_m проводились на разрывной установке, обеспечивающей постоянство механического разрывного напряжения в образцах с момента нагружения до их разрыва [6, 7]. Чтобы образец в нагруженном состоянии подвергался одновременному действию электрических разрядов, к разрывной установке была приспособлена испытательная ячейка. Высокое электрическое напряжение с частотой 50 Гц подавалось к ячейке от высоковольтной установки АИИ-70. При измерениях испытываемая пленка, изготовленная в форме двойной лопатки, находилась в нагруженном состоянии между двумя электродами. Металлический электрод был заземлен, а электрод высокого

потенциала представлял собой металлизированное с поверхности стекло.

Необходимое расстояние между электродами устанавливалось с помощью микровинта, закрепленного к металлическому электроду. При подаче высокого электрического напряжения к ячейке в воздушном зазоре между электродами возникали электрические разряды.

Опытным путем определялась долговечность τ_m (время, прошедшее с момента нагружения образца до его разрыва) в зависимости от механического напряжения σ . В течение указанного времени образец находился под воздействием электрических разрядов.

Измерения времени жизни τ_z полимерных пленок под нагрузкой. Измерение времени жизни τ_z , т. е. времени, прошедшего с момента приложения к образцу электрического напряжения до его пробоя, в зависимости от напряженности электрического поля E в механически напряженном состоянии полимерных пленок осуществлялось также на вышеуказанной разрывной установке [6, 7]. С этой целью на разрывной установке вместо описанной испытательной ячейки были приспособлены стальные электроды, между которыми находилась исследуемая на пробой пленка, врезанная в виде прямоугольника размерами 40 × 50 мм. Дисковый электрод диаметром 30 мм со стандартным закруглением краев был заземлен, а ко второму электроду диаметром 10 мм подавалось высокое электрическое напряжение с частотой 50 Гц и со скоростью 1 кВ/сек. Специальное приспособление обеспечивало плотный контакт между электродами и исследуемым полимерным образцом.

Измерялись зависимости долговечности τ_m от механического напряжения σ и времени жизни τ_z от напряженности электрического поля E , которые строились соответственно в координатах $\lg \tau_m = f(\sigma)$ и $\lg \tau_z = f(E)$. Для одних и тех же значений σ и E находились τ_m и τ_z путем усреднения 6—8 экспериментальных измерений.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Определение долговечности τ_m полимерных пленок в процессе электрического старения. Влияние электрических разрядов на долговечность нагруженных образцов из ПС-пленки изучалось при электрических напряжениях на ячейке $U = 7,9$ и 11 кВ и температуре 20°С. Результаты этих экспериментов представлены на рис. 1. Как видно, во всех рассматриваемых случаях указанные зависимости $\lg \tau$ от σ изображаются двумя прямолинейными участками. Первый участок зависимости $\lg \tau_m$ от σ , полученный при относительно больших значениях σ , совпадает с линейной зависимостью $\lg \tau_m$ от σ для исходной, не подвергнутой действию электрических разрядов пленки. Второй участок указанной зависимости, соответствующий относительно меньшим механическим напряжениям, заметно отклоняется от зависимости для исходной пленки в сторону меньших значений механических напряжений (при постоянных τ_m).

Указанные удвоения зависимости $\lg \tau_m$ от σ при воздействии электрических разрядов на нагруженные образцы из ПС-пленки можно объяснить [8] тем, что при больших значениях σ (т. е. при малых τ_m) время действия электрических разрядов недостаточно, чтобы оказать заметное влияние на процесс разрушения, и в образце происходят разрывы связей, т. е. термические распады макромолекул, активируемые только механическими напряжениями. При этом долговечность материала определяется известной формулой:

$$\tau_m = A e^{-\sigma \sigma_0} \quad (1)$$

где A и α — постоянные, зависящие от свойств исследуемого материала и температуры испытания на долговечность [7]. При малых механических напряжениях воздействие электрических разрядов становится преобладающим в процессе разрушения образца, что приводит, при прочих одинаковых условиях, к уменьшению долговечности.

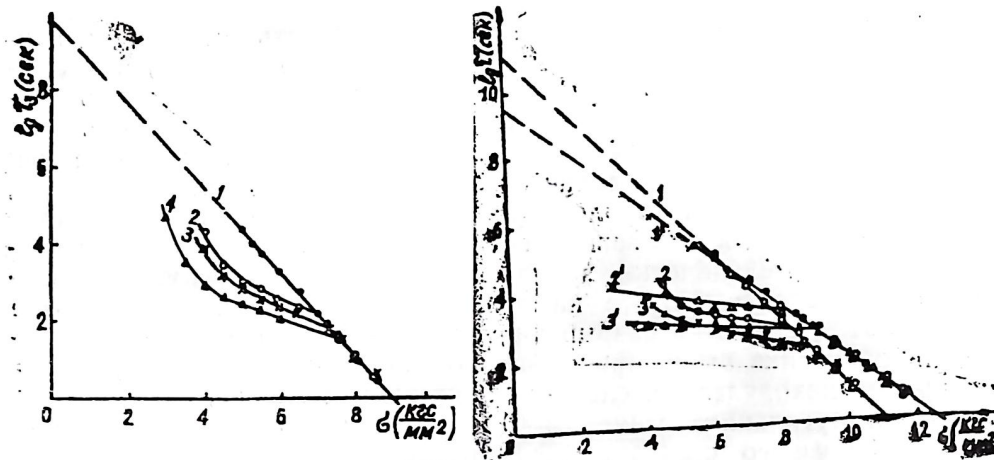


Рис. 1. Изменение долговечности ПС-пленки при одновременном воздействии электрических разрядов и механической нагрузки при различных напряжениях; 1—без воздействия; 2— $U=7$ кВ; 3— $U=9$ кВ; 4— $U=11$ кВ.

Рис. 2. Изменение долговечности пленок ПЭ и ПТФЭ при одновременном воздействии электрических разрядов и механической нагрузки при различных электрических напряжениях; 1, 2, 3—ПЭ; 1', 2', 3'—ПТФЭ; 1, 1'—без воздействия разрядов; 2, 2'— $U=9$ кВ; 3, 3'— $U=11$ кВ.

Исходя из этого объяснения, можно ожидать, что при изменении величины электрического напряжения (т. е. мощности электрических разрядов) место излома в зависимости $\lg \tau = f(\sigma)$ должно перемещаться. Действительно, как видно из рис. 1, при одновременном воздействии электрических разрядов и механических напряжений при изменении величины воздействующего электрического напряжения U на ПС-пленку место излома перемещается в область больших σ (кривые 2, 3 и 4) по мере увеличения U .

На рис. 2 представлены временные зависимости прочности для пленок ПЭ и ПТФЭ, измеренные при одновременном воздействии электрических разрядов. Нетрудно видеть, что в случае применения ПЭ- и ПТФЭ-пленок наблюдаются аналогичные закономерности, как и для ПС-пленки (рис. 1). Таким образом, экспериментальные данные (рис. 1 и 2) однозначно показывают, что при одновременном воздействии электрических разрядов и механической нагрузки на полимерные пленки их долговечность, при прочих равных условиях, уменьшается, т. е. ускоряется процесс механического разрушения. На основании полученных результатов можно сделать определенный практический вывод: при использовании полимеров в качестве электроизоляционных материалов в механически нагруженном состоянии наличие высоких электрических полей и разрядов может привести к их преждевременному механическому разрушению.

Определение времени жизни τ полимерных пленок под нагрузкой. Вначале были сняты зависимости времени жизни τ от напряженности электрического поля E для исходных пленок ПС, ПЭ, ПТФЭ и ПЭТФ соответственно представлены на рис. 3 и 4. Как видно, для исследованных пленок $\lg \tau$ линейно

падает с ростом E , т. е. время жизни τ уменьшается в зависимости от напряженности поля E согласно

$$\tau = B e^{-\beta E}, \quad (2)$$

где B и β являются параметрами, зависящими от свойств изучаемого материала.

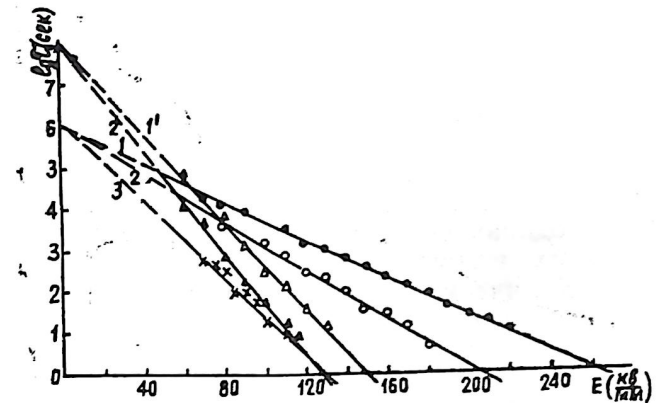


Рис. 3. Зависимости времени жизни пленок ПС и ПЭ от напряженности электрического поля под механической нагрузкой: 1, 2, 3—ПС; 1', 2', 3'—ПЭТФ; 1, 1'—исходная пленка; 2, 2'— $\sigma=4$ и $0,5$ кгс/мм²; 3— $\sigma=5$ кгс/мм².

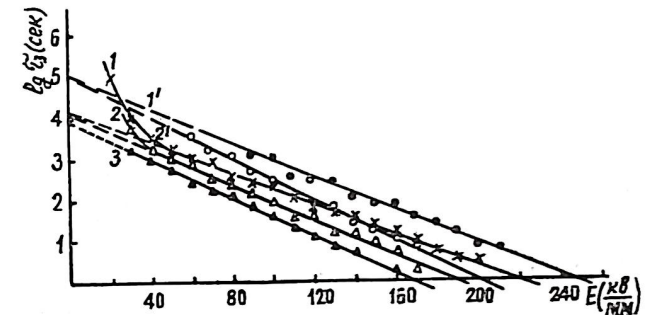


Рис. 4. Зависимости времени жизни пленок ПТФЭ и ПЭТФ от напряженности электрического поля под механической нагрузкой: 1, 2, 3—ПТФЭ; 1', 2', 3'—ПЭТФ; 1, 1'—исходная пленка; 2, 2'— $\sigma=2$ и 8 кгс/мм²; 3— $\sigma=$ кгс/мм².

На рис. 3 и 4 показаны зависимости $\lg \tau$ от E , полученные для вышеуказанных полимерных пленок, находящихся в механически нагруженном состоянии. Нетрудно видеть, что постоянно действующая механическая нагрузка не нарушает характера зависимости $\lg \tau$ от E , но в этом случае обнаруживается уменьшение времени жизни (или электрической прочности) по сравнению с исходными образцами. Причем с ростом величины механического напряжения наблюдается более резкое уменьшение $\lg \tau$. Следует, однако, отметить, что в условиях наших экспериментов величины механических напряжений выбирались так, чтобы они не приводили к дополнительной ориентационной вытяжке полимерных пленок.

Наблюдаемые уменьшения электрической прочности полимерных пленок при механическом напряжении можно связать с

тем, что в указанном состоянии в них возникают микротрещины и другие неоднородности, и в этих локальных участках ускоряется процесс пробоя.

Выводы

1. Исследовано одновременное воздействие электрического поля и механической нагрузки на долговечность и время жизни полимерных пленок ПС, ПЭ, ПТФЭ, и ПЭТФ.

2. Установлено, что при одновременном воздействии электрических разрядов и механической нагрузки на полимерные пленки временная зависимость механической прочности не описывается известным уравнением (1), так как наличие разрядов приводит к удвоению зависимости $\lg \tau_m = f(\sigma)$ и уменьшению долговечности. Наблюдаемые уменьшения механической прочности (долговечности) можно объяснить тем, что при одновременном действии механического напряжения и электрических разрядов происходит наложение двух процессов — разрушения химических связей как под действием тепловых флуктуаций при нагрузке, так и под действием электрических разрядов.

3. Показано, что при совместном действии механической нагрузки и электрического поля на полимерные пленки происходит уменьшение электрической прочности (времени жизни), что можно объяснить ускорением процесса пробоя в микротрещинах и других неоднородностях полимерных пленок, образующихся под действием механической нагрузки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гусейнов Т. И., Абасов С. А., Багиров М. А. „Механика полимеров“, 1968, № 1, 59.
2. Abasov S. A., Bagirov M. A., Wolchenkow E. T., Guseinov T. I., Klimova N. W., Malin W. P. *Plast und Kautschuk*, 15, № 3, 184, 1968.
3. Багиров М. А., Абасов С. А., Гусейнов Т. И., Аббасов Т. Ф. „Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-тех. и матем. наук“, 1969, № 6.
4. Абасов С. А., Багиров М. А., Аббасов Т. Ф., Гусейнов Т. И., Кабулов У. А. „Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-тех. и матем. наук“, 1970 № 1—2.
5. Bagirov M. A., Abasov S. A., Malin V. P. *Die angewandte makromolekulare Chemie*, 12, № 149, 137, 1970.
6. Журков С. Н., Томашевский Э. Е. *ЖТФ*, 25, 1955, 66.
7. Журков Х. Н., Абасов С. А. *Высокомолекулярные соединения*, 3, 441, 1961.
8. Вершинина М. П., Регель В. Р., Черный Н. Н. *Высокомолекулярные соединения*, 6, 1450, 1964.

Физический институт
АН Азерб. ССР

Поступило 10. XII 1971

УДК 541.1

Р. И. КАЖЛАЕВА, М. Г. ШАХТАХТИНСКИЙ

ИССЛЕДОВАНИЕ ДАВЛЕНИЯ НАСЫЩЕННОГО ПАРА ВИСМУТА

Исследования давления пара висмута были начаты еще в прошлом веке. Однако в силу отсутствия сведений о чистоте материала и недостаточной точности методики эти данные значительно расходятся с полученными в более позднее время.

В монографии Несмеянова [1] подробно анализируются все исследования давления пара в этой области. На основании имеющихся данных (исключая полученные позднее [2]) выведено наиболее вероятное изменение давления пара висмута для твердого и жидкого состояний. Наиболее близкими к этой обобщенной зависимости оказались результаты в области высоких [3] и средних температур [4] и для висмута в твердом состоянии [5]. В целом же между данными, полученными различными методами и различными авторами, наблюдаются значительные разногласия.

Одним из существенных моментов вычисления давления пара висмута по результатам измерения методом Кнудсена, применявшегося нами, является правильная оценка соотношения между количествами двухатомных и одноатомных молекул в паровой фазе. Сведения о составе пара висмута приводятся в [6]. Однако, как показывает анализ, проведенный в [1], данные о давлениях паров висмута, полученные в этой работе, надо считать заниженными. Последнее связано, очевидно, с трудностью юстировки и калибровки крутильного варианта метода Кнудсена. Трудно опираться и на данные о составе пара, полученные в [2], поскольку в этой работе применялся метод точки кипения, часто дающий заниженные результаты. Состав пара здесь определялся по результатам измерения указанным методом и методом потока [7]. В то же время в [8,9] приводятся результаты исследования состава пара висмута, полученные масспектрометрическим способом. Если считать, что интенсивность ионных пучков пропорциональна отношению количеств Bi и Bi_2 в парах, то по данным, приведенным в этих работах, можно определить средний молекулярный вес паров висмута. Если в единичном объеме имеется N частиц двух видов, то средний молекулярный вес может быть получен делением их общего веса в кислородных единицах на общее число N .

В нашем случае n_{Bi} и n_{Bi_2} — концентрации соответствующих молекул в паре, и их вес равен

$$n_{Bi} \cdot M_{Bi} + n_{Bi_2} \cdot M_{Bi_2}$$

Учитывая, что $M_{\text{Bi}_2} = 2M_{\text{Bi}}$ и $N = n_{\text{Bi}} + n_{\text{Bi}_2}$, средний молекулярный вес определится соотношением

$$M_{\text{ср}} = M_{\text{Bi}} \frac{n_{\text{Bi}} + 2n_{\text{Bi}_2}}{n_{\text{Bi}} + n_{\text{Bi}_2}} \quad (1)$$

или, если известно отношение $\frac{n_{\text{Bi}_2}}{n_{\text{Bi}}} = f(T)$,

$$M_{\text{ср}} = M_{\text{Bi}} \frac{1 + 2f(T)}{1 + f(T)} \quad (2)$$

Таким образом вычислялись средние молекулярные веса паров висмута, приведенные в таблице. Вычисление же давления пара сводится к умножению величины, полученной в предположении монокатомности паров, на величину

$$\sqrt{\frac{1 + f(T)}{1 + 2f(T)}} \quad (3)$$

$T, ^\circ\text{K}$	$\frac{10^4}{T, ^\circ\text{K}}$	$M_{\text{ср}}$	$p, \text{мм рт. ст.}$	$\lg p$	$p_{\text{Bi}}, \text{мм рт. ст.}$	$\lg p_{\text{Bi}}$	$p_{\text{Bi}_2}, \text{мм рт. ст.}$	$\lg p_{\text{Bi}_2}$
773	12,94	239,7	$2,63 \cdot 10^{-4}$	-3,58	$1,99 \cdot 10^{-4}$	-3,70	$6,34 \cdot 10^{-5}$	-4,20
793	12,61	240,5	$6,20 \cdot 10^{-4}$	-3,21	$4,63 \cdot 10^{-4}$	-3,33	$1,57 \cdot 10^{-4}$	-3,80
823	12,15	241,5	$1,37 \cdot 10^{-3}$	-2,85	$1,01 \cdot 10^{-3}$	-2,96	$3,57 \cdot 10^{-4}$	-3,45
843	11,86	241,6	$2,48 \cdot 10^{-3}$	-2,61	$1,82 \cdot 10^{-3}$	-2,74	$6,57 \cdot 10^{-4}$	-3,18
873	11,45	242,2	$7,31 \cdot 10^{-3}$	-2,14	$5,34 \cdot 10^{-3}$	-2,27	$1,96 \cdot 10^{-3}$	-2,71
893	11,20	240,8	$1,16 \cdot 10^{-2}$	-1,94	$8,58 \cdot 10^{-3}$	-2,06	$2,98 \cdot 10^{-3}$	-2,53
913	10,95	240,5	$1,83 \cdot 10^{-2}$	-1,74	$1,36 \cdot 10^{-2}$	-1,87	$4,63 \cdot 10^{-3}$	-2,33
933	10,72	240,1	$3,10 \cdot 10^{-2}$	-1,51	$2,33 \cdot 10^{-2}$	-1,63	$7,74 \cdot 10^{-3}$	-2,11
953	10,49	239,7	$4,89 \cdot 10^{-2}$	-1,31	$3,71 \cdot 10^{-2}$	-1,43	$1,18 \cdot 10^{-2}$	-1,93
973	10,28	238,8	$8,49 \cdot 10^{-2}$	-1,10	$6,48 \cdot 10^{-2}$	-1,19	$2,02 \cdot 10^{-2}$	-1,70

Однако более правильным является не усреднение молекулярного веса, а вычисление парциального давления паров молекул Bi и Bi_2 .

Если полная скорость истечения пара через эффузионное отверстие G , то скорость истечения молекул Bi будет

$$\frac{G \cdot n_{\text{Bi}}}{n_{\text{Bi}} + n_{\text{Bi}_2}} = \frac{G}{1 + f(T)}, \quad (4)$$

а скорость истечения молекул Bi_2

$$\frac{G f(T)}{1 + f(T)}. \quad (5)$$

Подстановкой этих величин в общее выражение

$$P = 17,14 \frac{q}{\kappa A t \alpha} \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (6)$$

и определялись парциальные давления молекул Bi и Bi_2 , сумма которых дает общее давление пара висмута. В этом случае, как нетрудно видеть из (4), (5) и (6), результаты, полученные в предположении монокатомности паров висмута, умножаются на величину

$$\frac{1 + \frac{\sqrt{2}}{2} f(T)}{1 + f(T)}. \quad (7)$$

На первый взгляд выражения (3) и (7) значительно отличны и усреднение молекулярного веса должно приводить к совершенно не-

правильному значению давления пара. Однако в самом деле величины (3) и (7) мало отличаются друг от друга и максимальное уменьшение результатов за счет усреднения молекулярного веса пара не превышает 4%. Измерения давления пара висмута проводились при различных величинах эффузионного отверстия в пределах 70—120 и различных значениях времени экспозиции. Измерения свидетельствовали о том, что величина эффузионного отверстия в этих пределах не влияет на результаты. Даже при короткой выдержке камеры в

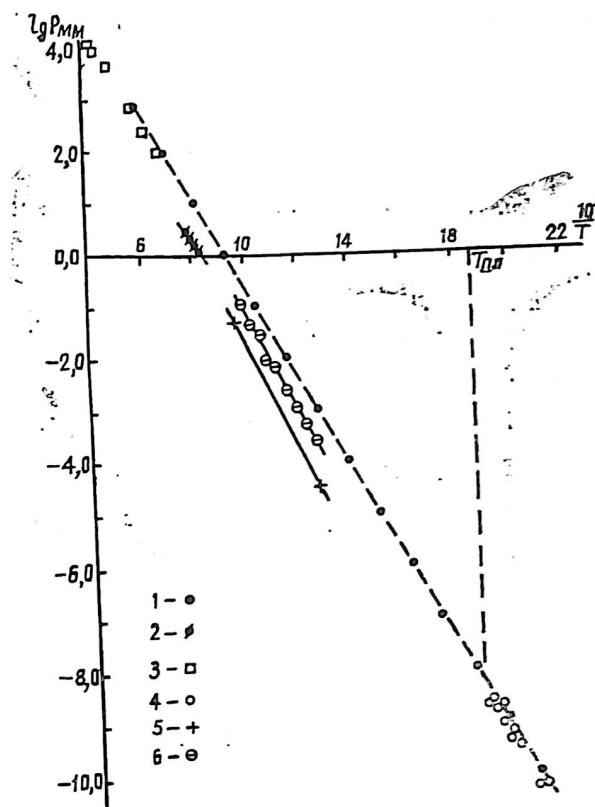


Рис. Температурная зависимость давления пара висмута: 1—[1]; 2—[2]; 3—[3]; 4—[5]; 5—[6]; 6—наши данные.

закрытом виде, что необходимо для стабилизации температурного режима, равновесие в камере устанавливалось практически полностью. Количество конденсата на колпачках определялось фотокалориметрическим методом [10], основанном на том, что ион висмута с избытком йодистого калия образует комплекс желтого цвета. При применении этой методики помехой являются ионы сурьмы, свинца, таллия, окрашенные вещества (ионы меди, никеля, кобальта, хрома), а также окислители, выделяющие йод (трехвалентное железо, пятивалентный мышьяк).

В нашем эксперименте отсутствие в конденсате вышеперечисленных веществ обеспечивалось проведением измерений на висмуте марки Вм—000 по РЭТУ № 114—59. Результаты определенных парциальных и полных давлений паров висмута представлены в таблице.

Для сравнения полученных нами данных с результатами ранее проведенных исследований они нанесены на общий график зависимости $\lg p$ от $\frac{1}{T}$ (рис.). Как видно из рисунка, наши данные близки к

результатам [1], вычисленным на счетной машине и являющимся наиболее вероятной зависимостью давления пара висмута от температуры.

По данным исследований методом наименьших квадратов была определена температурная зависимость давлений паров висмута в интервале 773—973°K, которая может быть описана соотношением

$$\lg p = 8,17 - \frac{9080,0}{T}.$$

Полученная величина теплоты испарения висмута равна 41,54 $\frac{\text{ккал}}{\text{г-атом}}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Несмеянов Ан. Н. „Давление пара химических элементов“. Изд. АН СССР, М., 1961.
2. Filscher A. K. F. Chem. Phys., №1, 375—377, 1966.
3. Greenwood H. C. Zs. Phys. Chem., 76, 484, 1911.
4. Грановская А. А., Любимов А. П. ЖФХ, 22, 103, 1948.
5. Несмеянов, Ан. Н., Иофа Б. З., Карасов, Б. В. ДАН СССР, 112, 882, 1957.
6. Uosigama M. J. Chem. Soc. Japan, 62, 204, 1941.
7. Rodebusch, W. Dixon A. L. Phys. Rev., 26, 851, 1925.
8. Мартынович Г. М. „Вестник МГУ, серия матем., мех., астр., физ., хим.“, 1958, № 2.
9. Мартынович Г. М. „Вестник МГУ, серия матем., мех., астр., физ., хим.“, 1958, М 5.
11. Файнберг С. Ю. Анализ руд цветных металлов. Metallurgizdat, М., 1953.

Физический институт
АН Азерб. ССР

Поступило 10.XII 1971

Р. И. Кажлаева, М. Н. Шахтактински

Бисмутун дојмуш бухар тэзјигинин тэдгиги

ХУЛАСӘ

Мәгаләдә бисмутун дојмуш бухар тэзјиги 773—973° К температур интервалында Кнудсенин еффузија үсули илә тэдгигиндән бәһс едилмишдир.

Бисмутун дојмуш бухар тэзјигинин температурдан асылылығыны ифадә едән дүстүр мүәјјәнләшдирилмишдир:

$$\lg p = 8,17 - \frac{9080,0}{T}$$

Тэдгигатда бисмутун бухарланма истилији $\left(41,54 \frac{\text{ккал}}{\text{г. ат}}\right)$ дә һесапланмышдыр.

АЗӘРБАЈҶАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН ХӘБӘРЛӘРИ
Физика-техника вә ријазийат елмләри серијасы, 1972, № 2

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР
Серия физико-технических и математических наук, 1972, № 2

УДК 538.221:535.36

3. 3. МАХМУДОВ

О РАССЕЯНИИ СВЕТА И МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ В ПРОВОДЯЩИХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ ТИПА ЛЕГКАЯ ОСЬ

В работе [1] показано, что в антиферромагнитных полупроводниках и металлах характер электромагнитных флуктуаций сильно изменяется вблизи пересечения частот спиновых и плазменных волн, когда их затухание мало. Это должно приводить к изменению сечений рассеяния света и медленных нейтронов в таких антиферромагнетиках.

В настоящей статье рассматривается рассеяние света и медленных нейтронов в антиферромагнетиках типа „легкая ось“. Эффективное сечение рассеяния света на флуктуациях электронной плотности и магнитного момента равно

$$d\Sigma = d\Sigma_e + d\Sigma_m, \quad (1)$$

$$d\Sigma_e = \frac{e^2}{2\pi c^4 m^2} \left(1 - \frac{\kappa'_1 \kappa'_j}{\kappa^2} \frac{E_1 E_j}{E^2}\right) \langle p^2 \rangle_{q\Delta\omega} d\omega' d\omega', \quad (2)$$

$$d\Sigma_m = \frac{\omega^2}{2\pi c^4} g^2 \varepsilon^2 \left[\frac{[\vec{\kappa}' \vec{\kappa}]^2}{\kappa^4} \delta_{1k} \delta_{j1} + \frac{\kappa_1 \kappa_j}{\kappa^2} \left(\delta_{k1} - \frac{\kappa'_1 \kappa'_k}{\kappa^2} \right) + \right. \\ \left. + \frac{\vec{\kappa}' \vec{\kappa}}{\kappa^4} (\kappa_1 \kappa'_k \delta_{j1} + \kappa_j \kappa'_1 \delta_{1k}) \right] \langle m_1 m_j \rangle_{q\Delta\omega} \frac{E_k E_l}{E^2} d\omega' d\omega', \quad (3)$$

где $\vec{\kappa}$ и $\vec{\kappa}'$, ω и ω' — волновой вектор и частота падающей и рассеянной волны, E — напряженность электрического поля падающей волны, $d\omega'$ — элемент телесного угла около $\vec{\kappa}'$, $\Delta\omega = \omega - \omega'$, $\vec{q} = \vec{\kappa} - \vec{\kappa}'$, ρ — плотность заряда носителей тока, m — плотность магнитного момента, m и e — эффективная масса и заряд носителей тока, ε — диэлектрическая проницаемость решетки, g — гиромагнитное отношение. Входящие в (2) и (3) корреляторы можно получить из общих формул работы [1], если учесть, что тензор магнитной восприимчивости антиферромагнетика типа „легкая ось“ равен [2]

$$\chi = \begin{pmatrix} \chi_1 & i\chi_2 & 0 \\ -i\chi_2 & \chi_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}; \quad \chi_1 = \frac{1}{2} \chi_0 \left(\frac{\Omega_+}{\Omega_+^2 - \omega^2} + \frac{\Omega_-}{\Omega_-^2 - \omega^2} \right), \quad (4) \\ \chi_2 = \chi_0 \omega \Omega \left(\frac{1}{\Omega_+^2 - \omega^2} - \frac{1}{\Omega_-^2 - \omega^2} \right), \\ \Omega = g M_0 \sqrt{2\beta [\beta - \beta' + (\alpha - \alpha') \kappa^2]},$$

$$\Omega_{\pm} = \Omega \pm \Omega_{\text{н}},$$

$$\Omega_{\text{н}} = gH, \quad \chi_0 = -\frac{1}{\delta},$$

где α , α' и δ — константы, характеризующие обмен; β и β' — константы анизотропии; M_0 — плотность магнитного момента подрешеток; H — постоянное магнитное поле, направленное вдоль оси анизотропии (ось z). Ограничимся рассмотрением рассеяния только вблизи резонанса между спиновыми и продольными плазменными волнами. В этом случае

$$\langle \rho^2 \rangle_{q\Delta\omega} = h/4q^2 \epsilon \frac{(\Delta\omega)^2((\Delta\omega)^2 - \omega_B^2)}{\omega_1^2 - \omega_2^2} \{ \delta(\omega_1^2 - (\Delta\omega)^2) - \delta(\omega_2^2 - (\Delta\omega)^2) \} \text{cth} \frac{h\omega}{2T} \quad (5)$$

$$\langle m_1 m_j \rangle_{q\Delta\omega} = \pi h / 2 \chi_0 \Omega \Delta\omega M_{1j} [\delta(\omega_3^2 - (\Delta\omega)^2) + \delta(\omega_4^2 - (\Delta\omega)^2)] \text{cth} \frac{h\omega}{2T} \quad (6)$$

$$M_{11} = 1 + 3 \sin^2 \varphi, \quad M_{22} = 1 + 3 \cos^2 \varphi,$$

$$M_{12} = \pm 2i - 3 \sin \varphi \cos \varphi,$$

$$\omega_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\omega_p^2}{\epsilon} + \omega_B^2 \pm \left[\left(\frac{\omega_p^2}{\epsilon} + \omega_B^2 \right)^2 - 4 \frac{\omega_p^2}{\epsilon} \omega_B^2 \cos^2 \theta \right]^{1/2} \right\},$$

$$\omega_B = \frac{eB_0}{mc}, \quad \omega_p^2 = \frac{4\pi n e^2}{m},$$

$$\omega_{3,4}^2 = \Omega_{\pm}^2 + 2\pi\chi_0 \sin^2 \theta \Omega_{\pm},$$

где θ и φ — полярные углы q , B_0 — постоянная магнитная индукция, n — число носителей тока в единице объема, h — постоянная Планка, T — температура антиферромагнетика.

Из формул (5) и (6) видно, что основной вклад в рассеяние света вносят флуктуации электронной плотности. Однако когда имеет место резонанс $(\Delta\omega)^2 \approx \omega_{1,2}^2$, $\omega_{1,2}^2 \approx \omega_{3,4}^2$, то необходимо произвести замену в формуле (5):

$$\delta(\omega_{1,2}^2 - (\Delta\omega)^2) \rightarrow \left\{ \frac{\xi_-}{\xi_- - \xi_+} \delta[\omega_{1,2}^2(1 + \xi_+)^2 - (\Delta\omega)^2] + \frac{\xi_+}{\xi_+ - \xi_-} \delta[\omega_{1,2}^2(1 + \xi_-)^2 - (\Delta\omega)^2] \right\}, \quad (7)$$

$$\xi_{\pm} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\omega_{3,4}^2}{\omega_{1,2}^2} - 1 \pm \left[\left(\frac{\omega_{3,4}^2}{\omega_{1,2}^2} - 1 \right)^2 + 4\gamma_{1,2}^2 \right]^{1/2} \right\}, \quad (8)$$

$$\gamma_{1,2} = \frac{\pi^{1/2} \omega_p}{2c q} \chi_0^{1/2} \sin \theta \sqrt{\frac{\Omega \Omega_{\pm} \left(\Omega_{\pm}^2 - \frac{\omega_p^2}{\epsilon} \right)}{4 \left[\Omega_{\pm}^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_p^2}{\epsilon} + \omega_B^2 \right) \right]}} \times \left| 1 \mp 2 \left(\frac{\Omega_{\pm}^2 - \frac{\omega_p^2}{\epsilon}}{\Omega_{\pm}^2 - \frac{\omega_p^2}{\epsilon} \cos^2 \theta} \right)^{1/2} \right| \quad (9)$$

Сечения рассеяния медленных нейтронов выражаются через корреляторы флуктуаций магнитной индукции следующим образом [2]:

$$d\bar{\sigma} = \frac{\mu_n^2}{h^2 v n_0} \langle B^2 \rangle_{q\omega} \frac{d\vec{p}'}{(2\pi h)^3}, \quad (10)$$

$$d\sigma_{\uparrow\uparrow} = \frac{\mu_n^2}{h^2 v n_0} \langle B_z^2 \rangle_{q\omega} \frac{d\vec{p}'}{(2\pi h)^3}, \quad (11)$$

$$d\sigma_{\uparrow\downarrow} = \frac{\mu_n^2}{h^2 v n_0} \{ \langle B^2 \rangle_{q\omega} - \langle B_z^2 \rangle_{q\omega} \pm 2 \text{Im} \langle B_1 B_2 \rangle_{q\omega} \} \frac{d\vec{p}'}{(2\pi h)^2}, \quad (12)$$

где $d\bar{\sigma}$ — сечение рассеяния неполяризованных нейтронов, $d\sigma_{\uparrow\uparrow}$, $d\sigma_{\uparrow\downarrow}$ — сечения рассеяния поляризованных нейтронов без изменения спина и с изменением спина. Знаки $\pm$ в формуле (12) выбираются в зависимости от того, направлен ли спин падающего нейтрона по магнитному полю или против. Здесь v — начальная скорость нейтронов, p' — импульс рассеянных нейтронов, $h/\vec{q} = p - p'$, $h/\omega = \epsilon - \epsilon'$, ϵ и ϵ' — энергия падающего и рассеянного нейтронов, μ_n — магнитный момент нейтрона, n_0 — число магнитных атомов в единице объема.

Если $\chi_0 \gg \frac{\omega^2}{\epsilon^2 q^2}$, $\frac{\omega_p^2}{\epsilon^2 q^2}$, то основной вклад во флуктуации магнитной индукции дает спиновая система:

$$\langle B^2 \rangle_{q\omega} = (2\pi)^3 h / \chi_0 (4 + \cos^2 \theta) \Omega \omega \{ \delta(\omega^2 - \omega_3^2) + \delta(\omega^2 - \omega_4^2) \} \text{cth} \frac{h\omega}{2T}, \quad (13)$$

$$\langle B_z^2 \rangle_{q\omega} = (2\pi)^3 h / \chi_0 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \Omega \omega \{ \delta(\omega^2 - \omega_3^2) + \delta(\omega^2 - \omega_4^2) \} \text{cth} \frac{h\omega}{2T}, \quad (14)$$

$$m \langle B_1 B_2 \rangle_{q\omega} = \pm 2(2\pi)^3 h / \chi_0 \cos^2 \theta \Omega \omega \{ \delta(\omega^2 - \omega_3^2) + \delta(\omega^2 - \omega_4^2) \} \text{cth} \frac{h\omega}{2T}. \quad (15)$$

Когда имеет место резонанс $\omega^2 \approx \omega_{1,2}^2 \approx \omega_{3,4}^2$, то в формулах (13)–(15) надо сделать замену:

$$\delta(\omega^2 - \omega_{3,4}^2) \rightarrow \left\{ \frac{\xi_+}{\xi_+ - \xi_-} \delta[\omega_{1,2}^2(1 + \xi_+)^2 - \omega^2] + \frac{\xi_-}{\xi_- - \xi_+} \delta[\omega_{1,2}^2(1 + \xi_-)^2 - \omega^2] \right\}. \quad (16)$$

Таким образом, в случае пересечения ветвей спиновых и плазменных волн сечения рассеяния света и нейтронов меняют свой вид из-за сильного взаимодействия этих волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Махмудов З. З. УФЖ, 16, 1134 (1971).
2. Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. "Наука", 1967.

Физический институт
АН Азерб. ССР

Поступило 10. XII 1971.

З. З. Махмудов

Ишығын вэ кичик сүр'этли нейтронларын јүнкүл охлу
антиферромагнитлэрдэн сәпилмәсинә даир

ХҮЛАСӘ

Јүнкүл охлу антиферромагнитлэрин дахилиндә ишығын, кичик сүр'этли нейтронларын јүкдәшычыларынын вэ магнит моментлэринин сыхлығынын флуктасияларындан сәпилмәсинә бахылмыш вэ һәммин сәпилмәлэрин еффе́ктив кәсиклэри һеса́бланмышдыр. Бундан әла́вә, сәпин вэ пла́зма далғаларынын резонансы јахынлығындакы сәпилмәјә дә бахылмышдыр.

УДК 533.932: 538.569

Э. М. ЭПШТЕЙН, В. Я. ШТЕЙНШРАЙБЕР

РЕЛАКСАЦИЯ ОБЪЕМНОГО ЗАРЯДА В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В настоящей статье рассматривается влияние однородного высокочастотного электрического поля (ВЧЭП) на релаксацию объемного заряда, инжектируемого в квазинейтральную плазму. Как увидим, при наличии достаточно сильного ВЧЭП характер релаксации существенно изменяется и оказывается возможным обнаружить объемный заряд на расстоянии от источника, существенно превышающем дебаевскую длину экранирования.

Для простоты ограничимся случаем плоского источника заряда в бесконечной плазме. ВЧЭП предполагается перпендикулярным к плоскости источника, так что задача сводится к одномерной.

Считая концентрацию инжектируемых носителей заряда малой по сравнению с концентрацией носителей в плазме, из уравнения непрерывности и уравнения Пуассона получим уравнение для плотности объемного заряда:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} - \mu E(t) \frac{\partial \rho}{\partial x} - \omega \rho + Q \delta(x). \quad (1)$$

Здесь D — коэффициент диффузии носителей, μ — подвижность, $E(t) = E_0 \cos \Omega t$ — приложенное электрическое поле, $\omega = \frac{4\pi\sigma}{\epsilon}$ — частота ди-

электрической релаксации (σ — проводимость плазмы, ϵ — диэлектрическая проницаемость), Q — мощность источника.

Производя Фурье-разложение по координате, после несложных преобразований для Фурье-компоненты плотности объемного заряда будем иметь

$$\rho(q, t) = Q \sum_{k, l=-\infty}^{\infty} J_k(aq) J_l(aq) \times \frac{\exp[i(l - k)\Omega t] - \exp[-ik\Omega t - (Dq^2 + \omega)t]}{Dq^2 + \omega + i l \Omega}, \quad (2)$$

где $a = \frac{\mu E_0}{\Omega}$ — амплитуда колебаний носителей заряда в ВЧЭП, $J_k(z)$ — функция Бесселя вещественного аргумента.

В установившемся режиме ($t \rightarrow \infty$)

$$\rho(q, t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \rho_k(q) e^{-ik\Omega t}, \quad (3)$$

$$\rho_k(q) = Q \sum_{l=-\infty}^{\infty} \frac{J_{k+l}(aq) J_l(aq)}{Dq^2 + \omega + i l \Omega}. \quad (4)$$

В дальнейшем будем интересоваться лишь постоянной составляющей плотности объемного заряда и рассмотрим случай $\Omega \gg \omega$, когда основной вклад дает член с $l=0$. Производя обратное преобразование Фурье, найдем

$$\rho_0(x) = \frac{Qr}{\pi D} \int_0^{\infty} \frac{J_0^2(Ay) \cos \xi y}{1 + y^2} dy, \quad (5)$$

где $r = \sqrt{\frac{D}{\omega}}$ — дебаевская длина экранирования, $A = \frac{a}{r}$, $\xi = \frac{x}{r}$. При $\xi \gg 2A$ формула (5) принимает вид

$$\rho_0(x) = \frac{Qr}{2D} \exp(-|\xi|) I_0^2(A), \quad (6)$$

здесь $I_0(\xi)$ — функция Бесселя мнимого аргумента. При $\xi < 2A$ интеграл (5) не выражается в известных функциях, поэтому было произведено численное интегрирование на ЭВМ. Координатная зависимость плотности объемного заряда показана на рисунке.

Как видно, с ростом амплитуды ВЧЭП происходит существенное увеличение размеров области, в которую проникает объемный заряд. При $A \gg 1$ характерной глубиной проникновения оказывается не дебаевская длина, а амплитуда колебаний носителей в ВЧЭП, причем в области $0 \leq \xi \leq 2A$ плотность объемного заряда убывает не экспоненциально, а гораздо медленнее. Полученные результаты могут быть очевидным образом использованы для измерения длины экранирования.

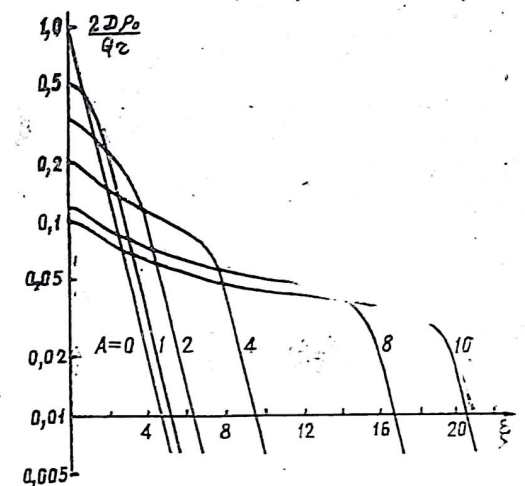


Рис.

Физический институт
АН Азерб. ССР

Поступило 10. XII 1971

Е. М. Епштейн, В. Я. Штейншрайбер

Һәчми електрик жүкләринин жүксәк тезликли електрик саһәсиндә релаксацијасы

Тәдгигатда мүстәви мәнбәдән нәһајәтсиз квазинейтрал плазмаја дахил едилән һәчми жүкә ејни чинсли жүксәк тезликли електрик саһәсинин тәсири нәзәрдән кечирилмишдир.

Мүәјјән едилмишдир ки, жүксәк тезликли електрик саһәси тәсириндән һәчми жүкләрин јајылдығы мүһитин өлчүләри кенишләнир. Белә саһә тәсириндән һәчми жүкләрин нүфүз етдији дәринлик Дебај узунлуғу илә дејил, саһәдә жүкдашыјычыларынын рәгс амплитуду илә илә мүәјјән олунур.

Л. М. ИМАНОВ, В. М. НАГИЕВ, А. А. ДЖАББАРОВ

НЕСПАРЕННЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ И НОСИТЕЛИ ЗАРЯДА В ОКСИДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТЕКЛАХ НА ОСНОВЕ ОКИСЛОВ ВАНАДИЯ, ВОЛЬФРАМА И ФОСФОРА

Исследование стекла системы $WO_3-P_2O_5$ впервые методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) было выполнено в [1, 2]. Однако в этих работах не производилось детального изучения формы спектров ЭПР ионов W^{5+} в зависимости от состава стекол. В [1] описаны анизотропные формы спектров ЭПР образцов $mWO_3 \cdot (100-m)P_2O_5$ только для $m = 13$ и 38 мол. %, а в [2] показан лишь один спектр образца для $m = 66,6$ мол. %, где не была обнаружена анизотропная форма спектров ЭПР W^{5+} .

В настоящей работе были изучены зависимости формы спектров ЭПР W^{5+} от состава и кристалличности стекол $mWO_3 \cdot (100-m)P_2O_5$ при $m = 70, 60, 50, 40, 30$ мол. % и обнаружена анизотропная структура всех спектров. Кроме этого, изучалась роль неспаренных электронов в электропроводности стекол:

$mWO_3 \cdot (100-m)P_2O_5$ (I), $mV_2O_5 \cdot kWO_3 \cdot (100-m-k)P_2O_5$ (II).
При этом, как и в [3, 4, 5], были проведены параллельные исследования спектров ЭПР, электропроводности и термо-эдс. На основании полученных данных определена концентрация носителей заряда и неспаренных электронов, установлено наличие связи между энергией активации и шириной линии ЭПР W^{5+} .

Электрические измерения проводились в температурном интервале 300—600°K (как и в работе [3]). Спектр ЭПР снимался на установке РЭ-1301 при температуре жидкого азота. Кристаллические образцы стекол (I), где $m = 50, 40, 30$ мол. %, получены при термической обработке в температурном интервале 700—800°С.

В стекле системы (I) при содержании 30 мол. %, P_2O_5 наблюдается анизотропная асимметричная линия ЭПР от ионов W^{5+} с мало-разрешенными пиками $g_{\perp} = 1,762 \pm 0,003$ и $g_{\parallel} = 1,572 \pm 0,003$. Ширина линии ЭПР в этом стекле обусловлена анизотропией g -фактора и неоднородным уширением. При увеличении содержания P_2O_5 от 30 до 50 мол. % ширина линии ЭПР, обусловленная анизотропией g -фактора, уменьшается и появляется частично дипольно уширенная линия (табл.).

В стеклах системы (I) концентрация восстановленных ионов от шестивалентного вольфрама до пятивалентного состояния возрастает с повышением содержания P_2O_5 от 30 до 50 мол. %. При дальнейшем

Состав (мол. %)			α град	$\lg \sigma$ (при 300°K)	N_{H-3} (см ⁻³)	n_{ep-3} (см ⁻³)	ΔE (эв)	δH (э)	$H_{g_{\parallel}} - H_{g_{\perp}}$ (э)
WO_3	V_2O_5	P_2O_5							
70	—	30	—280	—5,3	$8 \cdot 10^{17}$	$1,3 \cdot 10^{17}$	0,30	86 ± 10	500 ± 10
60	—	40	—220	—5,5	$2,5 \cdot 10^{18}$	$2,6 \cdot 10^{17}$	0,32	96 ± 10	450 ± 10
50	—	50	—160	—5,74	$8 \cdot 10^{18}$	$5,8 \cdot 10^{17}$	0,35	107 ± 10	240 ± 10
40	—	60	—100	—5,95	$6 \cdot 10^{18}$	$1,1 \cdot 10^{18}$	0,38	96 ± 10	370 ± 10
30	—	70	—60	—6,15	$3 \cdot 10^{18}$	$1,6 \cdot 10^{18}$	0,40	86 ± 10	420 ± 10
45	5	50	+40	—10,2	$2,4 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{18}$	0,70	сверх-тонк. расщепл.	—
40	10	50	+150	—10,2	$9 \cdot 10^{19}$	$5,6 \cdot 10^{17}$	—	—	—
30	20	50	—	—10,3	—	—	—	дипольно уширенная линия	—
20	30	50	—	—	—	—	—	—	—
10	40	50	—	—	—	—	—	—	—

увеличении P_2O_5 от 50 до 70 мол. % ширина линии ЭПР $W^{5+} \Delta H = H_{g_{\parallel}} - H_{g_{\perp}}$, обусловленная анизотропией g -фактора, вновь увеличивается и неоднородные уширения частично уменьшаются, вследствие чего в стеклах (I) для $m = 30$ и 40 мол. % наблюдается спектр ЭПР с более разрешенными пиками (см. табл. и рис. 1 з, д):

$$g_{\perp} = 1,760 \pm 0,003 \quad \text{и} \quad g_{\parallel} = 1,571 \pm 0,003.$$

В кристаллических образцах при $m = 50, 40, 30$ мол. % наблюдается спектр ЭПР с резко разрешенными пиками $g_{\perp}$ и $g_{\parallel}$ (рис. 2 а, б, в). В них вследствие процесса кристаллизации разброс симметрии ближайшего окружения парамагнитных ионов W^{5+} снимается и неоднородное уширение уменьшается.

Для того чтобы изучить влияние окиси ванадия на валентное состояние вольфрама, выбирались стекла (II) разреза $mV_2O_5 \cdot (50-m)WO_3 \cdot 50P_2O_5$. В стекле при $m \sim 2$ мол. % наблюдается линия от W^{5+} , но значительно слабее по сравнению с линией системы (I) для $m = 50$ мол. %, а в стекле при $m = 5$ мол. % виден только сложный спектр ЭПР ионов V^{4+} с разрешенными компонентами СТС от нечетных изотопов V^{51} (рис. 3 а, б):

$$g_{\parallel} = 1,91 \pm 0,01, \quad g_{\perp} = 1,97 \pm 0,01, \\ A_{\parallel} = 200 \pm 5 \text{ э} \quad A_{\perp} = 80 \pm 5 \text{ э}$$

С увеличением содержания V_2O_5 от 5 до 20 мол. % возрастают и ширина, и интенсивность сигнала ЭПР, при дальнейшем же его повышении ширина линии ЭПР растет, а интенсивность сигнала падает (рис. 3 в). Уменьшение интенсивности и увеличение ширины линии ЭПР объясняется тем, что при таком интервале большая часть ионов V^{4+} объединяется в связанные обменными силами группы, внутри которых действуют быстрые релаксационные процессы, ограничивающие возможность наблюдения сигнала от входящих в них ионов [2].

Концентрация парамагнитных центров определялась путем двойного графического интегрирования этих линий по первой производной. Оценка концентрации четырехвалентного ванадия и пятивалентного вольфрама в стеклах производилась сравнением с сигналом от известного числа ионов Cu^{2+} в кристалле медного купороса $CuSO_4 \cdot 5H_2O$. Ион Cu^{2+} в медном купоросе дает достаточно широкий сигнал, но не налагающийся на сигналы от ионов V^{4+} и W^{5+} (табл.)

В стеклах системы (I) получены отрицательные значения дифференциальных термо-э. д. с., причем с уменьшением WO_3/P_2O_5 абсолютные ее величины также уменьшаются, а для стекол (II) разреза

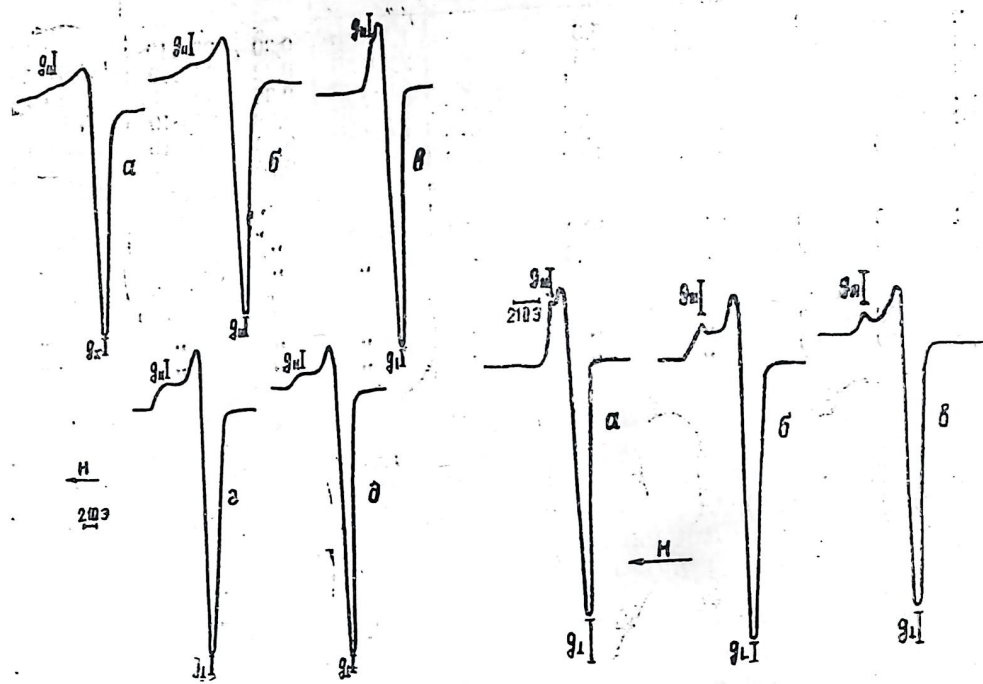


Рис. 1. Спектры ЭПР в стеклах системы (I):
а) $m=70$, б) $m=60$, в) $m=50$,
г) $m=40$, д) $m=30$ мол. %

Рис. 2. Спектры ЭПР в кристаллических образцах, полученных при термической обработке стекол (I):
а) $m=50$, б) $m=40$, в) $m=30$ мол. %

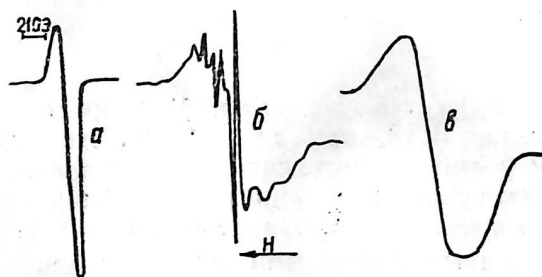


Рис. 3. Спектр ЭПР в стеклах (II) разреза $mV_2O_5 \cdot (50-m)WO_3 \cdot 50P_2O_5$:
а) $m=2$, б) $m=5$, в) $m=20$ мол. %

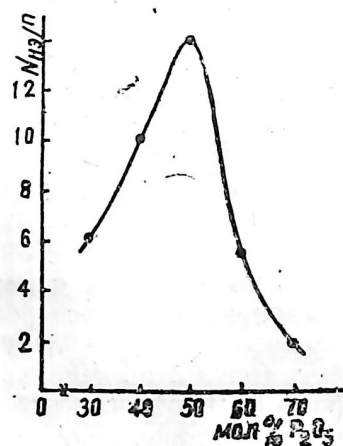


Рис. 4. Зависимость отношения N_{nz}/n от содержания P_2O_5 в стеклах системы (I).

$mV_2O_5 \cdot (50-m)WO_3 \cdot 50P_2O_5$ получены положительные значения. Для всех образцов стекол систем (I) и (II) термо-э. д. с. в температурном интервале 300–650°K не меняется (табл.). С другой стороны, как известно, у невырожденного полупроводника она связана с концентрацией носителей заряда выражением $\alpha = \frac{\kappa}{e} (A - \ln n)$. Из этого мож-

но заключить, что в указанных стеклах концентрация носителей заряда не зависит от температуры. Однако с увеличением содержания P_2O_5 в образцах двойных систем (I) n растет.

Сопоставление полученных из эксперимента значений N_{nz} и n (табл.) показывает, что между концентрацией неспаренных электронов и носителями заряда существует корреляция и всегда сохраняется условие $N_{nz} > n$. Причем отношение N_{nz}/n в зависимости от роста содержания P_2O_5 переходит через максимум и приближается к 2 (рис. 4). Кроме того, с увеличением содержания P_2O_5 от 30 до 70 мол. % электропроводность при комнатной температуре уменьшается на один порядок от $0,5 \cdot 10^{-5}$ до $0,7 \cdot 10^{-6} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$.

Такое малое изменение электропроводности в стеклах на основе окислов вольфрама и фосфора по сравнению с $V_2O_5-P_2O_5$ [3], по-видимому, связано с тем, что вольфрам и фосфор находятся в разных кристаллографических кислородных окружениях [6], т. е. вольфрам находится в октаэдрическом, а фосфор в тетраэдрическом окружениях. Проводимость стекол двойных систем (I) при добавлении третьего компонента V_2O_5 (5 мол. % и более) резко уменьшается (на 4 порядка) и имеет дырочный характер.

Видимо, это связано с тем, что в стеклах системы (I) имеются достаточно большие концентрации как W^{5+} , так и W^{6+} и эти ионы находятся в близком соседстве. Поэтому электропроводность в стеклах системы (I) связана с переходом электрона от W^{5+} и W^{6+} . В стеклах системы (II) компонент WO_3 является восстановителем пятивалентного ванадия до четырехвалентного состояния. Вследствие этого при добавлении компонента $V_2O_5 > 5$ мол. % большая часть пятивалентного ванадия V^{5+} переходит в четырехвалентное состояние V^{4+} и остается небольшая доля пятивалентного ванадия, в результате чего в этих стеклах преобладает дырочная проводимость. В стеклах на основе окислов ванадия, вольфрама и фосфора концентрация неспаренных электронов всегда больше концентрации носителей заряда. Очевидно, это связано с наличием в них двух типов электронов — „подвижных“ и „неподвижных“.

В стеклах системы (I) обращает на себя внимание также корреляция между шириной линий ЭПР δH и энергией активации носителей заряда ΔE (табл.). Значение энергии активации носителей заряда ΔE для каждого из образцов определяется из температурного хода $\lg \sigma$ (рис. 5).

При увеличении отношения WO_3/P_2O_5 ширина линии W^{5+} и энергия активации уменьшается. Это связано с тем, что при уменьшении содержания фосфора в вольфрамо-фосфорно-кислородном каркасе уменьшается расстояние между ионами W^{5+} и W^{6+} , т. е. как в случае [3, 4, 5], энергетические уровни неспаренных электронов приближаются к зоне проводимости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нагиев В. М. Канд. дисс. КФТИ, 1966.
2. Богомолова Л. Д., Лазукин В. Н., Петровых Н. В. „ДАН СССР“ 177, 1967, № 2.

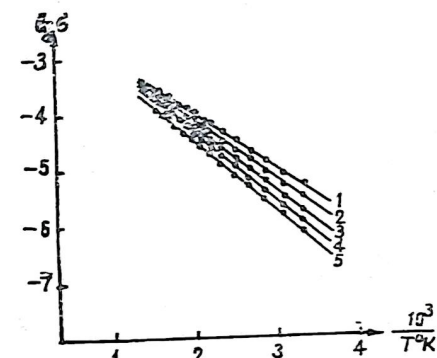


Рис. 5. Зависимость $\lg \sigma$ от $\frac{1}{T}$ стекол системы (I), где $m=70, 60, 50, 40, 30$ мол. % (1, 2, 3, 4, 5).

3. Иманов Л. М., Нагиев В. М., Джаббаров А. А. Изв. АН Азерб. ССР серия физ.-техн. и матем. наук, 1969, № 4.
 4. Иманов Л. М., Нагиев В. М., Джаббаров А. А. Тр. Всесоюз. юбилейной конф., посвященной 25-й годовщине открытия ЭПР, Казань, 1969.
 5. Иманов Л. М., Нагиев В. М., Джаббаров А. А. Материалы научно-теоретической сессии профессорско-преподавательского состава и аспирантов АПИ им. В. И. Ленина по итогам научно-исследовательских работ за 1968—1969 гг. Баку, 1970.
 6. Иоффе В. А., Патрина И. Б. и Поберовская Н. С. ФТТ, т. II, вып. 4, 652 (1960).

Физический институт
АН Азерб. ССР

Поступило 10. XII 1971

Л. М. Иманов, В. М. Нагыјев, А. А. Чаббаров

Ванади, волфрам вэ фосфор оксидлэри эсасында назырланмыш оксид жарымкечиричи шүшэлэрдэ тэклэнмиш электронлар вэ јүкдашыјычылары

ХУЛАСЭ

Мэгалэдэ $m\text{WO}_3 \cdot (100 - m)\text{P}_2\text{O}_5$ (I), $m\text{V}_2\text{O}_5 \cdot k\text{WO}_3 \cdot (100 - m - k)\text{P}_2\text{O}_5$ (II) шүшэлэрдэ ЕПР спектри термо Е. Н. Г. вэ электроникк-чирмэнин комплекс тэдгигинэ бахылмышдыр. (I) систем шүшэлэрдэ ЕПР спектри хэтлэринин анизотроп гурулушу өјрәнилмишдир.

Тэклэнмиш электронларын вэ јүкдашыјычыларын сыхлыгы тәјин едилмиш, сыхлыглар арасынди, еләчә дә ЕПР хэттинин ени δH илә активасија енерјиси ΔE арасында әлагә мүшәһидә олунмушдур.

АЗӘРБАЈҶАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН ХӘБӘРЛӘРИ
Физика-техника вә ријазиијат елмләри серијасы, 1972, № 2.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР
Серия физико-технических и математических наук, 1972, № 2.

Г. Т. АРАЗОВ

АНАЛИТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ДВИЖЕНИЯ ПЯТОГО СПУТНИКА ЮПИТЕРА

Исследуем движение пятого спутника Юпитера с учетом возмущающего влияния галилеевых спутников и нецентральности поля притяжения Юпитера. Заменим галилеевы спутники гауссовыми материальными кольцами, тем самым ограничиваясь в аналитической теории движения вековой частью пертурбационной функции, обусловленной галилеевыми спутниками. Иначе говоря, предварительно выполним осреднение пертурбационной функции. Имея в виду малость наклонов орбит галилеевых спутников к плоскости экватора Юпитера, введем упрощающее предположение, что орбиты этих спутников лежат в экваториальной плоскости.

При сделанных предположениях полная пертурбационная функция, обусловленная действием галилеевых спутников и фигуры Юпитера, будет порождаться полем, обладающим симметрией относительно оси вращения Юпитера.

Если в качестве невозмущенной задачи принимать задачу двух тел, то вместо долгопериодических неравенств в ряде элементов получатся вековые члены. Поэтому можно было бы в качестве однократно невозмущенной задачи принять обобщенную задачу двух неподвижных центров и, развивая метод вариации произвольных постоянных, получить новые уравнения выбранной таким образом оскулирующей орбиты. Однако на этом пути пришлось бы выполнять довольно громоздкие вычисления и разложения пертурбационной функции. Их можно избежать, если воспользоваться приемом, сущность которого изложена в работе [1]. В этом случае процедура получения возмущенного решения сводится к построению решения обобщенной задачи двух неподвижных центров, затем к построению теории движения частицы в поле тяготения Юпитера, принимаемого за материальную точку, четырех гауссовых колец, которыми заменяются галилеевы спутники, и определению соответствующей невозмущенной орбиты. Затем можно вычислить возмущения в координатах, приняв кеплеровскую орбиту в качестве невозмущенной. Эффектом нелинейной суперпозиции, как показывают численные оценки, возникающей в результате наложения возмущающих полей от фигуры Юпитера и гауссовых колец, здесь вполне можно пренебречь.

Следует заметить, что при построении решения значения произвольных постоянных всех трех используемых здесь решений надлежит выбрать соответствующим образом, исходя из начальных условий. В обобщенной задаче двух неподвижных центров, из которой мы исхо-

дим, в качественном анализе Е. П. Аксенова, Е. А. Гребеникова и В. Г. Демина [2] выделено два типа спутниковых движений. Нас при разработке теории движения пятого спутника Юпитера будет интересовать второй спутниковый случай, характеризующийся орбитами малого наклона. Как показывают вычисления, пятый спутник имеет орбиту, принадлежащую именно этому типу. Поэтому найдем решение обобщенной задачи двух неподвижных центров для указанного случая, причем для координат найдем выражения через первые члены тригонометрических рядов.

Обратимся сначала к вопросу об аппроксимации гравитационного потенциала Юпитера силовой функцией обобщенной задачи двух неподвижных центров. Согласно исследованиям де Ситтера [3], постоянные Джеффриса для Юпитера соответственно равны:

$$J = 0.002206 \pm 0.00022.$$

$$K = 0.00253 \pm 0.00141.$$

Тогда, пренебрегая асимметрией фигуры Юпитера относительно экватора, т. е. полагая в потенциале обобщенной задачи двух неподвижных центров параметр асимметрии $\sigma = 0$, для другого параметра, аппликаты шаровой точки инерции

$$c = R \sqrt{I_2 - \left(\frac{I_3}{2I_2}\right)^2}$$

находим значение

$$c = 11''81869 \text{ (на расстояние 1 а. е.)}, \quad (1)$$

так как согласно [4] $R = 98''489$ (на расстояние 1 а. е.) и

$$I_2 = \frac{2}{3}J = -0.01471.$$

Таким образом, промежуточную орбиту, учитывающую возмущающий эффект от фигуры Юпитера, можно получить, исходя из обобщенной задачи двух неподвижных центров. Поэтому движение пятого спутника Юпитера будем исследовать на основании этой задачи.

В обобщенной задаче двух неподвижных центров эллиптические координаты ξ, η, ω определяются квадратурами [5]. Используя эти квадратуры, запишем первые члены тригонометрических рядов для радиуса-вектора r , аппликаты z и долготы спутника ϖ по степеням малых величин e, e^2, s (e — малый параметр, определяемый при помощи формулы $e = c/a(1 - e^2)$, e — эксцентриситет, $s = \sin i$, причем i — наклонность орбиты спутника к экваториальной плоскости Юпитера) с точностью до e^4 включительно. В конечном итоге эти ряды примут следующий вид:

$$\begin{aligned} r = a \left\{ 1 + \frac{e^2}{2} - \frac{11}{8}e^4 + \frac{s^2}{2} - \frac{s^2}{2} - \frac{e^4}{8} - \frac{3}{2}e^2e^2 - \right. \\ \left. - e \left(1 + \frac{5}{8}e^2 - \frac{e^2}{2} - \frac{s^2}{2} \right) \cos M - \frac{e^2}{2} \left(1 - \frac{8}{3}e^2 - 3e^2 \right) \cos 2M + \right. \\ \left. + e^4 \cos 2M_0 + \frac{5}{8}e^3 \cos 3M + \frac{e^4}{24} \cos 4M - e^3 [\cos (M_0 + 2M) - \right. \\ \left. - \cos (M_0 - 2M)] - \frac{e^3}{8} \cos 2(M_0 + M) - \frac{7}{8}e^3 [\cos 2(M - M_0) - \right. \\ \left. - \frac{7}{8}e^4 [\cos (M_0 + M) - \cos (M_0 - M)] - \frac{e^4}{4} [\cos (M_0 + 3M) - \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} - \cos (M_0 - 3M)] - \frac{s^2}{2} \cos 2 \left(1 + 3e^2 - \frac{9}{2}e^2s^2 \right) M + \\ \left. + \frac{3}{4}e^2s^2 [\cos (1 + 6e^2 + 9e^4)M - \cos 3(1 + 2e^2 + 3e^4)M] \right\}, \quad (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} z = sa \left\{ \left(1 - \frac{e^2}{2} \right) \sin \left(1 + 3e^2 + \frac{9}{2}e^4 \right) M - \frac{9}{8}e^2 \sin \left(1 - 3e^2 - \frac{9}{2}e^4 \right) M + \right. \\ \left. + \frac{11}{8}e^2 \sin 3 \left(1 + e^2 + \frac{3}{2}e^4 \right) M - 2e \sin 3e^2 \left(1 + \frac{3}{2}e^2 \right) M + \right. \\ \left. + e^2 \left\{ \sin \left[M_0 + \left(2 + 3e^2 + \frac{9}{2}e^4 \right) M \right] + \sin \left[M_0 - \left(2 + 3e^2 + \right. \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \frac{9}{2}e^4 \right) M \right] + \sin \left[M_0 + 3e^2 \left(1 + \frac{3}{2}e^2 \right) M \right] + \right. \\ \left. \left. + \sin \left[M_0 - 3e^2 \left(1 + \frac{3}{2}e^2 \right) M \right] \right\} \right\}, \quad (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \varpi = \omega + \Omega + \left(1 + \frac{3}{2}e^2 + \frac{27}{8}e^4 \right) M + 2e \left(1 - e^2 + \frac{e}{2} \right) \sin M - \\ - \frac{3}{4}e^2 \left(1 - 3e^2 + \frac{5}{2}e^2 \right) \sin 2M + \frac{e^3}{0} \sin 3M - \frac{5}{32}e^4 \sin 4M + \\ + 2e^2 \left(1 - \frac{e^2}{8} + \frac{e^2}{2} \right) \sin (M + M_0) - 2e^2 \left(1 - \frac{7}{8}e^2 + \right. \\ \left. + \frac{5}{2}e^2 \right) \sin (M - M_0) - \frac{e^3}{4} \sin (M + 2M_0) + \frac{7}{4}e^3 \sin (M - 2M_0) - \\ - \frac{e^4}{32} \sin (M - 3M_0) - \frac{17}{12}e^4 \sin^2 (M - 3M_0) - \frac{15}{16}e^4 \sin 2(M + M_0) - \\ - \frac{33}{16}e^4 \sin 2(M - M_0) - 2e^3 [\sin (M_0 + 2M) + \sin (M_0 - 2M)] + \\ + e^4 [\sin (M_0 + 3M) + \sin (M_0 - 3M)] - \frac{s^2}{4} \sin \left(1 + 3e^2 + \frac{9}{2}e^4 \right) M - \\ - \frac{e^2}{4} \left[\sin \left(2 + 3e^2 + \frac{9}{2}e^4 \right) M - \sin 3e^2 \left(1 + \frac{3}{2}e^2 \right) M \right]. \quad (4) \end{aligned}$$

Здесь $M = n(t - t_0)$, $M_0 = n_0(t - t_0)$, причем

$$n = \sqrt{\frac{fm}{a^2}} \left(1 - \frac{3}{2}e^2 - \frac{9}{8}e^4 + \frac{5}{2}e^2e^2 \right), \quad n_0 = n_{e=0} = \sqrt{\frac{fm}{a_0^3}}, \quad (5)$$

а ω — угловое расстояние перигелия от узла, Ω — долгота узла.

Возмущения в радиусе-векторе r и аппликате z от галилеевых спутников с рассматриваемой степенью точности можно считать равными нулю [6]. А для возмущения в долготе от галилеевых спутников получаются нижеследующие значения.

i	I	II	III	IV
$-\Delta\lambda \cdot 10^7$ за средн. солн. сутки	5472°	892°	717°	82°
суммарное значение равно $-0^{\circ}0007163$				

Учитывая эти возмущения в формулах (1), (2), (3), получим выражения для полярных координат, учитывающие одновременно и нецентральность поля притяжения Юпитера, и влияние галилеевых спутников.

Аналогичным образом можно найти и иовицентрические прямоугольные координаты x , y и z [6]:

$$\begin{aligned} \frac{x}{a} = & \left(1 + \frac{\varepsilon^2}{2} - \frac{e^2}{2}\right) \cos(\omega_0 + M_0) + \frac{9}{8} e^2 \cos[\omega_0 - (1 - 3\varepsilon^2)M_0] - \\ & - \frac{5}{8} e^2 \cos[\omega_0 + 3(1 - \varepsilon^2)M_0] - \frac{3}{2} e \cos\left(\omega_0 + \frac{3}{2} \varepsilon^2 M_0\right) + \\ & + \frac{e}{2} \cos\left[\omega_0 + \left(2 + \frac{3}{2} \varepsilon^2\right)M_0\right] - e^2 \left\{ \cos\left[\omega_0 + \left(1 - \frac{3}{2} \varepsilon^2\right)M_0\right] - \right. \\ & - \cos\left[\omega_0 + \left(1 + \frac{3}{2} \varepsilon^2\right)M_0\right] + \cos\left[\omega_0 - \left(1 - \frac{3}{2} \varepsilon^2\right)M_0\right] - \\ & \left. - \cos\left[\omega_0 + 3\left(1 - \frac{3}{2} \varepsilon^2\right)M_0\right] \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{y}{a} = & \left(1 + \frac{\varepsilon^2}{2} - \frac{e^2}{2}\right) \sin(\omega_0 + M_0) + \frac{9}{8} e^2 \sin[\omega_0 - (1 - 3\varepsilon^2)M_0] - \\ & - \frac{5}{8} e^2 \sin[\omega_0 + 3(1 - \varepsilon^2)M_0] - \frac{3}{2} e \sin\left(\omega_0 + \frac{3}{2} \varepsilon^2 M_0\right) + \\ & + \frac{e}{2} \sin\left[\omega_0 + \left(2 + \frac{3}{2} \varepsilon^2\right)M_0\right] - e^2 \left\{ \sin\left[\omega_0 + \left(1 - \frac{3}{2} \varepsilon^2\right)M_0\right] - \right. \\ & - \sin\left[\omega_0 + \left(1 + \frac{3}{2} \varepsilon^2\right)M_0\right] + \sin\left[\omega_0 - \left(1 - \frac{3}{2} \varepsilon^2\right)M_0\right] - \\ & \left. - \sin\left[\omega_0 + 3\left(1 - \frac{3}{2} \varepsilon^2\right)M_0\right] \right\}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\frac{z}{a} = s \left\{ \sin\left(1 + \frac{3}{2} \varepsilon^2\right)M_0 + \frac{e}{2} [\sin 2M_0 - 3 \sin 3(\varepsilon^2)M_0] \right\}. \quad (8)$$

Теперь от иовицентрической экваториальной системы координат перейдем к новой системе координат $O\xi\eta$, в которой ось $O\xi$ направлена от центра Юпитера к центру Земли, ось $O\eta$ — на северный полюс Юпитера, а ось $O\xi$ — перпендикулярно к плоскости, проходящей через полярную ось Юпитера и центра Земли, причем положительное ее направление совпадает с направлением возрастания долготы в орбите. В дальнейшем будем использовать следующие обозначения: A — иовицентрическое прямое восхождение Земли, D — иовицентрическое склонение Земли, p — разность позиционных углов экватора и полосы Юпитера в момент наблюдения спутника. При вычислениях A , D и p будем брать из физических эфемерид Юпитера.

После несложных преобразований легко получить следующие формулы:

$$\begin{aligned} \xi = & \frac{2079''749}{T} [(\kappa_1 d_1 + \kappa_2 d_2) e^2 + (\kappa_3 d_1 + \kappa_4 d_2 + \kappa_5) e + \\ & + \kappa_6 d_1 + \kappa_7 d_2 + \kappa_8], \end{aligned} \quad (9)$$

$$\eta = \frac{2079''749}{T} [(\kappa_1 \bar{d}_1 + \kappa_2 \bar{d}_2) e^2 + (\kappa_3 \bar{d}_1 + \kappa_4 \bar{d}_2 + \kappa_5) e + \kappa_6 \bar{d}_1 + \kappa_7 \bar{d}_2 + \kappa_8], \quad (10)$$

где T — световое время в минутах, значения которого берутся из физических эфемерид Юпитера;

$$\begin{aligned} d_1 = & -\sin A \cos p - \cos A \sin D \sin p, & d_2 = & \cos A \cos p - \sin A \sin D \sin p, \\ \bar{d}_1 = & \sin A \sin p - \cos A \sin D \cos p, & \bar{d}_2 = & -\cos A \sin p - \sin A \sin D \cos p, \\ \kappa_1 = & -0,5 \cos[\omega_0 + \alpha_1(t - t_0)] + 1,125 \cos[\omega_0 - \alpha_2(t - t_0)] - \\ & - 0,625 \cos[\omega_0 + \alpha_3(t - t_0)] - \cos[\omega_0 + \alpha_4(t - t_0)] + \\ & + \cos[\omega_0 + \alpha_5(t - t_0)] - \cos[\omega_0 - \alpha_6(t - t_0)] + \cos[\omega_0 + \alpha_7(t - t_0)], \\ \kappa_2 = & -0,5 \sin[\omega_0 + \alpha_1(t - t_0)] + 1,125 \sin[\omega_0 - \alpha_2(t - t_0)] - \\ & - 0,625 \sin[\omega_0 + \alpha_3(t - t_0)] - \sin[\omega_0 + \alpha_4(t - t_0)] + \sin[\omega_0 + \alpha_5(t - t_0)] - \\ & - \sin[\omega_0 - \alpha_6(t - t_0)] + \sin[\omega_0 + \alpha_7(t - t_0)], \\ \kappa_3 = & -1,5 \cos[\omega_0 + \alpha_8(t - t_0)] + 0,5 \cos[\omega_0 + \alpha_9(t - t_0)], \\ \kappa_4 = & -1,5 \sin[\omega_0 + \alpha_8(t - t_0)] + 0,5 \sin[\omega_0 + \alpha_9(t - t_0)], \\ \kappa_5 = & -[0,00395 \sin \alpha_{10}(t - t_0) - 0,001185 \sin \alpha_{11}(t - t_0)] \cos D \sin p, \\ \bar{\kappa}_5 = & \kappa_5 \operatorname{ctg} p, & \kappa_6 = & 1,00114 \cos[\omega_0 + \alpha_1(t - t_0)], \\ \kappa_8 = & -0,0079 \sin \alpha_{12}(t - t_0) \cdot \cos D \cdot \sin p, & \bar{\kappa}_8 = & \kappa_8 \operatorname{ctg} p, \\ \kappa_7 = & 1,00114 \sin[\omega_0 + \alpha_1(t - t_0)], \end{aligned}$$

причем $t_0 = 24163590 JD$ и t тоже следует выразить в Юлианских сутках.

Положим в основу вычисления систему элементов согласно результатам Г. Струве [7] и Ван Вуркома [8]:

Эпоха 1903, сентябрь 0, $t_0 = 2416359.0$,
большая полуось — $a = 250''06$ (на расстоянии 1 а. е.),
среднее движение — $n_0^5 = 722^\circ 63'17.5$ за средн. солн. сутки,
наклонность к экватору Юпитера — $i^5 = 27'34$,
средняя долгота в эпоху — $\omega_0 = 194^\circ 98$,
эксцентриситет орбиты — $e = 0,00484$.

Постоянные $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_{12}$, входящие в формулы (9) и (10), имеют ниже следующие значения.

i	1	2	3	4
α_j	722°63175	720°98415	2162°95245	720°16035
i	5	6	7	8
α_j	2165°42385	720°16035	725°10315	2°47140
i	9	10	11	12
α_j	1442°78834	1445°26350	4°94280	725°10315

Для координаты ξ по формуле (9) нами проведены сравнения теории с наблюдением (сравнения с наблюдениями проводил Э. Бернарда). При сравнении в [6] учтено 1096 наблюдений*. Как видно из приложения, фактически невязки не превосходят одной (в геоцентрическом

* В настоящей статье приведено 15 сравнений.

положении) секунды дуги. Вполне возможно, что здесь мы имеем дело с ошибками наблюдателя.

Для координаты η по формуле (10) нами в [6] проведены сравнения теории с 123 наблюдениями**. Как видно из приложения, некоторые невязки больше самих наблюденных значений координаты η , так же как и в сравнениях Ван Вуркома [8]. Это связано, во-первых, с тем, что наблюденные значения весьма малы и имеют большие погрешности. Во-вторых, удается получить грубые значения ($\pm 0^{\circ}5$) позиционных узлов, а они играют решающую роль в вычислениях координаты η .

ОБЪЯСНЕНИЕ К ПРИЛОЖЕНИЮ

В первой колонке приложения приводится дата наблюдения в юлианских сутках. Во второй дается вес наблюдения, в третьей колонке, в таблице А—наблюденные иоцентрические угловые расстояния от центра Юпитера до пятого спутника, а в таблице В—геоцентрические угловые расстояния от экваториальной плоскости Юпитера до пятого спутника. В четвертой колонке результаты вычислений, соответствующие моментам наблюдений, в пятой—отклонения вычислений от наблюдения: О—С.

Приложение

Таблица А

Сравнение координаты ξ

Ю. Д. 24 . . .	Р	О	С	О—С
12356.80646	8	59".35	59".39	—0".04
12358.80891	6	60.65	60.89	—21
12265.75998	8	57.06	57.28	—22
12368.01102	7	—59.66	—60.00	.34
12369.74496	6	58.00	57.69	.31
12808.66917	5	49.56	49.30	0.26
12839.60207	10	55.82	55.80	.02
13110.89412	5	—48.34	—48.15	—19
13145.83652	5	—49.40	—49.63	.23
14351.75774	3	54.70	54.66	.04
19150.74138	8	52.45	53.26	0.81
19180.65946	10	56.08	56.05	.03
19206.61230	6	51.69	51.70	—01
20699.81047	4	55.72	55.43	.29
20785.69306	7	—57.38	—57.32	—06

Таблица В.

Сравнение координаты η

Ю. Д. 24 . . .	Р	О	С	О—С
12354.80381	8	1.17	1.46	—0.29
12355.85184	6	—1.11	—1.01	—10
12356.89499	6	—2.46	—2.21	—25
12369.82449	10	—1.29	—1.60	—32
12379.68456	5	2.28	2.89	—61
17995.63354	6	0.34	0.31	0.03
18356.63477	9	1.46	0.92	.54
18751.72174	10	1.64	1.60	.04
18772.64851	11	1.60	1.07	.53
19150.80207	6	1.49	1.39	.10
21120.85176	17	—1.45	—1.51	0.06
21548.72536	10	2.37	2.34	.03
21989.76347	11	2.05	1.78	.27

** В настоящей статье приведено 13 сравнений.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить глубокую благодарность В. Г. Демину и сотрудникам кафедры вычислительного центра УДН им. Лумумбы, возглавляемой проф. Ю. А. Рябовым, за критические замечания при выполнении настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аразов Г. Т. Тр. симпозиума „Динамика малых тел солнечной системы“. Баку, 1969.
2. Аксенов Е. А. Сб. ИСЗ, вып. 16, 1963.
3. De Sitter W. Mon. Not. Roy. Astron. soc., 91, 706, 1931.
4. Планеты и спутники. Сб. статей, пер. с англ. под ред. В. И. Морозова, ИЛ, 1963.
5. Демин В. Г. Движение искусственного спутника в нецентральной поле тяготения. М., „Наука“, 1968.
6. Аразов Г. Т. Некоторые исследования движения спутника сфероидальной планеты. Канд. дисс., М., УДН, 1968.
7. Struve H. Sitzungberichte K. Pr. Akad. wiss., 44, 750, 1906.
8. Van Woerkom A. J. Astron. papers, Prepared for the use of the American ephemeris and nautical Almanac, vol. XIII, p. 1, 1950.

ШАО АН Азерб. ССР

Поступило 19. V 1971

Г. Т. Аразов

Юпитерин бешинчи пејкинин аналитик нэзэријјәси

ХУЛАСӘ

Мәгаләдә ики тәрпәнмәз [мәркәз мәсәләси әсасында Юпитерин бешинчи пејкинин аналитик нэзэријјәси гурулмушдур. Нэзэријјә илә мушаһидәләрин муғажисәси кәстәрмишдир ки, бу нэзэријјә практиканын тәләбатыны там өдәјир.

М. Б. КЕРИМБЕКОВ

О МЕТОДАХ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛЕЙ СОЛНЕЧНОЙ ГРАНУЛЯЦИИ ПРИ НАЛИЧИИ АТМОСФЕРНЫХ ПОМЕХ

Земная атмосфера влияет на видимую картину солнечной грануляции, заывая ее мелкоструктурные элементы и занижая контраст. Крупномасштабные же образования (темные межгранульные промежутки, светлые цепочки, супергранулы и т. п.) менее изменчивы и легко отождествимы на снимках, полученных с Земли и из стратосферы [1].

Ниже рассматриваются различные способы двумерного анализа поля секундных гранул, при которых достигается повышение контраста грануляционной картины, а также выделение ее из помех. Исследование крупномасштабной грануляционной структуры представляет большой интерес, так как ее поведение может служить индексом солнечной активности. В работе [2], например, имеется указание на возможность возникновения пятен в системах супергранул.

Вначале остановимся на результатах фотометрии грануляционного поля по фильму, снятому 18 августа 1969 года. На кадрах темные промежутки, связанные с выходом на поверхность Солнца магнитных силовых линий, образуют сетку неправильных многогранников и вытянутых волокон, хорошо заметную на негативном изображении (рис. 1, а). По увеличенным отпечаткам найдены величины $4 \div 14''$ для размеров этих образований, совпадающие с соответствующими значениями для магнитных гранул и их скоплений [3].

Фотометрирование производилось на микрофотометре ГАО АН СССР, позволяющем вести отсчет по двум взаимно-перпендикулярным осям λ, φ с точностью до 0,05 мм. Размер щели на негативе был равен $0,08 \times 0,08$ мм при масштабе $1 \text{ мм} = 3''$. По измерениям фотографических плотностей почернения в 2500 точках негатива автором совместно с младшим научным сотрудником Уссурийской горно-таежной станции Э. Сурковым была построена карта изоденс (равных плотностей). На рис. 1, б представлена часть этой карты в масштабе: 1 деление = $0''$. 6. Как видно, формы изолиний разные. В указанном поле 165 замкнутых изолиний, из них 75 неправильных эллипсов, 13 кругов и четырехугольников; 72 бесформенных образования; имеются вытянутые полосы, которые согласно [5] могут быть обусловлены наличием трансверсального магнитного поля. Площадь всех замкнутых образований составляет 9% от площади исследуемого поля, равной $30'' \times 30''$.

Значения плотностей разбиты на 12 градаций ($D = 1 \div 12$). Средней плотности соответствует $n = 5$, при этой величине минимальная площадь образований равна $0,02 \text{ сек}^2$.

Отдельно были подсчитаны площади образований (изоденс) с увеличивающейся к центру (S_+) и уменьшающейся к центру (S_-) интенсивностью.

Эти площади при $n = 5$ соответственно относятся как 1:2, а числа изоденс $N_+ = N_- = 17$; при $n = 1 \div 5$ число N_- меньше N_+ , а при $n = 6 \div 12$ наоборот. Значения $\frac{L^2}{S}(L - \text{периметр})$, характеризующие форму образований, лежат в интервале от 13 до 23. Для определения характерных размеров поля были подсчитаны отдельные элементы матрицы двумерной автокорреляционной функции $B(l, m)$. Вычисление несмещенных оценок $B(l, m)$ производилось по формуле:

$$B(l, m) = \frac{1}{(L-l)(M-m)} \sum_{i=1}^{L-l} \sum_{j=1}^{M-m} \frac{\Delta D}{D}(\lambda, \varphi) \frac{\Delta D}{D}(\lambda + l; \varphi + m) \quad (1)$$

Здесь $\frac{\Delta D}{D}$ — флуктуация плотностей; $l = 0, 1, \dots, 6$; $L = 50$; $m = 0, 1, 2, 3$; $M = 50$; единичный сдвиг в обоих направлениях равен $0''$. 6.

В табл. 1 приведены значения нормированных двумерных автокорреляционных функций.

Таблица 1

$B(0,0)$	$B(0,1)$	$B(0,2)$	$B(0,3)$	$B(0,4)$	$B(0,5)$	$B(0,6)$
1,00	0,74	0,50	0,38	0,30	0,16	0,27
$B(1,0)$	$B(2,0)$	$B(3,0)$				
0,69	0,57	0,40				

Радиусы корреляции по направлениям φ и λ (соответствующие значениями $B(l, m)$, равным 0,5) равны соответственно $1''$, 2 и $1''$, 5, т. е. различаются между собой на величину, меньшую чем единичный сдвиг. С этой точностью рассматриваемое поле можно считать изотропным, что согласуется с результатами [4].

Таким образом, вытянутость фотосферных образований по различным направлениям не сказывается на результатах корреляционного анализа.

Можно избежать трудоемкой операции по составлению карт изоденс, если прибегнуть к методу эквиденсит. С упомянутого выше кадра были получены эквиденситы (рис. 1, в) с разрешением в $0''$. 17. Методом эквиденсит при пространственной фильтрации изображения выделяются контуры с одинаковой плотностью. Наименьшие размеры гранул, определенные этим методом (как расстояние между центрами замкнутых эквиденсит), совпадают с вышеприведенным значением в $0''$. $4 \div 0''$. 6, а также со значениями, полученными при рассмотрении карты изоденс.

Отметим также способ подчеркивания контуров слабоконтрастных образований с помощью телевизионной техники. Для контрастирования была выбрана фототелиограмма со средним арифметическим значением $\Delta D = 3\%$. Эта пластинка проектировалась на фотокатод передающей телевизионной трубки типа ЛИ-213 с большим отношением сигнала к шуму, равным 42. С экрана видеоконтрольного устройства ВКУ производилась киносъемка на малоконтрастную пленку типа

Т-15 с $\gamma = 1,7$. Посредством выбора диафрагмирования объектива передающей камеры можно производить усиление контраста мелких деталей при уменьшении контраста всего изображения, переводя рабочую точку световой характеристики на пологий участок за точку перегиба.

Еще больший эффект можно получить методом дифференцирования видеосигнала с помощью дифференцирующей ВС-цепочки во входной цепи первой лампы камерного блока БКТ-1. С этой целью значения $R = 75$ и C в пределах $100 \div 1000$ пф были подобраны с таким расчетом, чтобы условие $\frac{1}{RC} \ll \omega$ выполнялось вплоть до час-

тот $\omega = 1$ Мгц, соответствующих оконтуриванию секундных гранул.

С уменьшением величины RC качество оконтуривания улучшается, но вместе с тем уменьшается уровень выходного сигнала. Падение выходного сигнала легко было компенсировать, так как у нас имелся достаточный запас по усилению. При некоторых минимальных значениях RC наступают фазовые искажения.

Полученные снимки указывают на сильное контрастирование оригинала. На рис. 1, 2 отчетливо видны образования, плохо различимые на фотогелиограмме.

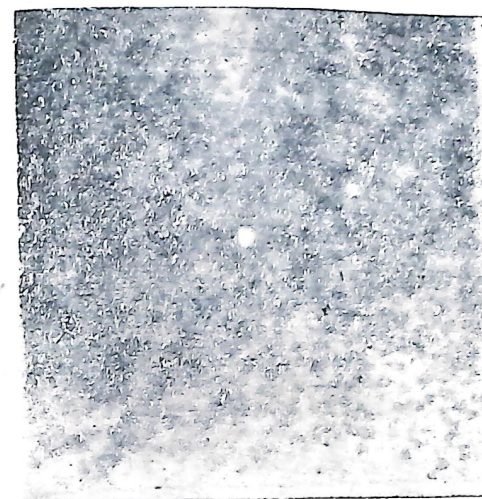
Аппаратура, показанная на блок-схеме рис. 2, применялась и при наблюдениях грануляции для получения спектрограмм и исследования по ним контуров линий в различных участках спектра ($\lambda 4000-11000$ Å) с большой линейной дисперсией ($D \leq 1$ Å мм) и при большом изображении Солнца на щели спектрографа. Обычно необходимость увеличивать выдержки из-за низких освещенностей в фокусе спектрографа ($E \sim 0,1$ лк) ухудшает условия фотографирования; увеличение же времени сверх 0,001 секунды ведет к замыванию изображения мелких деталей размером в $1-2''$, лежащих на пределе теоретического разрешения горизонтального солнечного телескопа (в ньютоновском фокусе).

Применение телевизионной системы на передающей трубке с накоплением в качестве „усилителя света“ дает возможность избежать указанных трудностей. Наблюдения велись с помощью спектрографа АСП-20, причем линза 0, стоящая перед его щелью, давала эквивалентный фокус, равный 52 метрам; спектр фокусировался на фотокатоде передающей телевизионной трубки (см. оптическую схему на рис. 3). Киносъемка и фотографирование производились с экранов видеоконтрольного устройства, а также с осциллографа посредством двух кинокамер, обеспечивающих киносъемку с частотой 25 кадров/сек и показовую съемку, последняя производилась оператором от пульта управления затвором АСП-20; при открывании затвора спектрографа освещался фотокатод передающей телевизионной трубки и одновременно производилось экспонирование пленки с выдержкой от 0,01 до 0,5 сек.

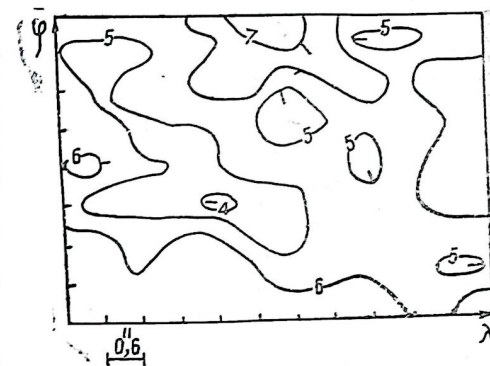
На рис. 4 представлена осциллограмма выделенной строки. Наименьшее деление по оси соответствует $2''$. Сканирование производилось поперек спектра во II порядке решетки около $\lambda 5500$ Å; ширина щели спектрографа равна 0,035 мм.

Рассмотрим факторы, ведущие к искажению видимости грануляционной картины. Влияние эффекта астигматизма, вызванного атмосферными линзами не вытягивание изображения гранул, рассмотрено в [6], а хроматическая аберрация не может исказить результатов наблюдения, так как фильм снимался почти в монохроматическом свете; используемая фотопленка типа ЗТ-7 в сочетании с фильтром ОС-12

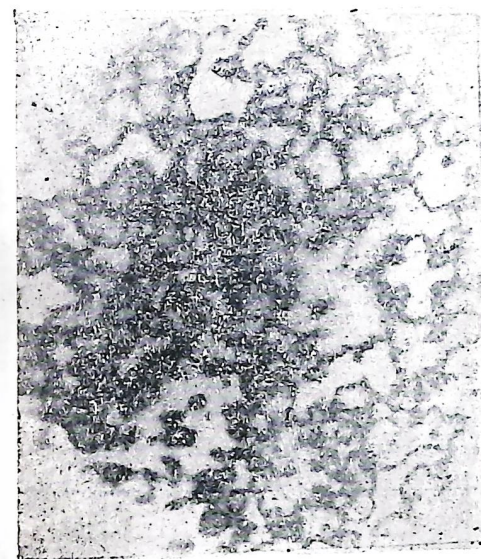
вырезала из всего видимого спектра участок $\Delta\lambda < 100$ Å (рис. 5). При высотах Солнца $h_0 > 10^\circ$ это приводит к тому, что атмосферная дисперсия $\delta < 0''4$.



a



b



c



d

Рис. 1

Дефокусировка изображения атмосферными линзами, сдвигая фазы отдельных составляющих может исказить форму гранул. Например, в табл. 2 [7] приводятся значения сдвига фаз отдельных компонент. Сдвиг фаз не может быть объяснен случайной рефракцией обычно перемещающей все поле на одинаковую величину, а может быть обус-

ловлен [9] дефокусировкой, вызывающей перераспределение интенсивностей I по закону:

$$I(y') \lambda \pi \varepsilon^2 E \left[1 + \frac{4}{\pi} \frac{I_1(2\pi \varepsilon/p)}{2\pi \varepsilon/p} \cdot \sin \frac{2\pi y'}{p} \right], \quad (2)$$

где p — периоды пространственных частот; E — освещенность, y' — координата, I_1 — функция Бесселя первого порядка. Из формулы (2) получаем обращение контраста (изменение знака фазы ψ) для гармоники с периодом $p = 2'', 6$.

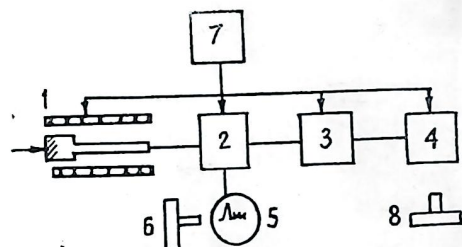


Рис. 2. 1 — передающая телевизионная камера; 2 — блок камеры БКТ; 3 — блок канала УВ-4 — видеоконтрольное устройство; 5 — осциллограф; 6 и 8 — кинокамеры; 7 — блок питания.

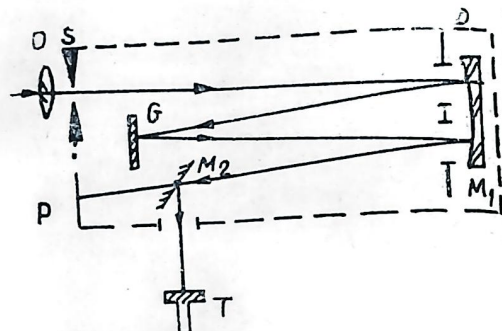


Рис. 3. О — линза; S — щель спектрографа; Д — диафрагма; M1 — зеркало спектрографа; G — дифракционная решетка; M2 — полупрозрачное зеркало; T — передающая телевизионная трубка; P — фотопластинка

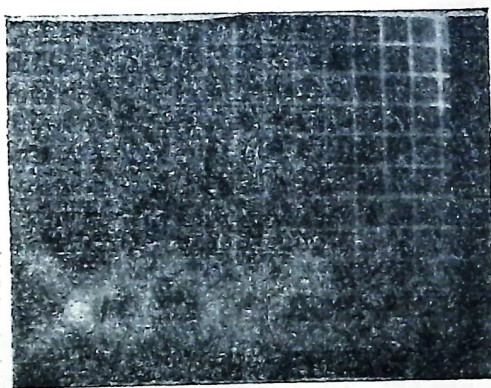


Рис. 4

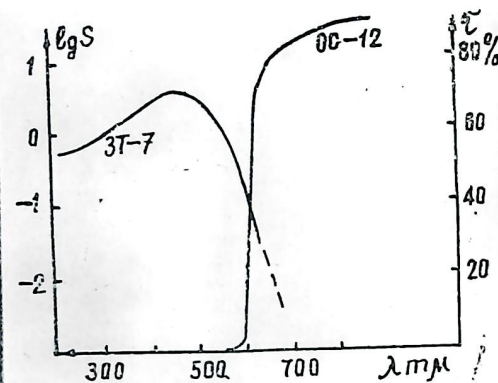


Рис. 5

Таблица 2

p	0."4	0."8	1."2	1."6	2."0	2."4	2."8
ψ	19°	21°	22°	15°	7°	—10°	—42°

Остановимся на вопросе предельного разрешения телескопа.

Мельчайшие гранулы отождествлены путем проведения идентичных (с точностью до 0."03) фотометрических разрезов на двух кадрах. Если на обоих разрезах видна деталь, то вероятно, что это гранула. Выбрав один из фотометрических разрезов (учитывая изотропность поля) мы произвели сглаживание кривой согласно [10], чтобы избежать влияния возможных помех. Параметр сглаживания был выб-

ран максимально возможным ($\varepsilon = 0.01$), что соответствует фильтрации высоких пространственных частот.

Таблица 3

N	O	N	O	N	O	N	O
1	0.0	45	-0.5	89	-2.0	133	-0.4
2	-0.2	46	1.6	90	-1.4	134	-0.4
3	0.0	47	1.6	91	2.4	135	-1.5
4	0.7	48	-1.4	92	0.2	136	1.0
5	-1.6	49	0.9	93	0.0	137	0.6
6	-1.6	50	+0.4	94	2.0	138	0.9
7	0.3	51	0.0	95	-0.2	139	0.9
8	0.0	52	-1.5	96	-1.1	140	0.1
9	1.1	53	-0.1	97	-2.0	141	1.5
10	1.0	54	-0.3	98	0.2	142	-0.6
11	0.9	55	1.0	99	0.2	143	0.4
12	0.2	56	-1.0	100	1.2	144	1.6
13	-2.5	57	0.5	101	0.2	145	1.4
14	-1.3	58	0.2	102	-0.6	146	-0.8
15	0.2	59	2.2	103	-0.6	147	-1.6
16	-2.6	60	0.5	104	0.0	148	-1.4
17	-0.8	61	-0.7	105	0.2	149	0.5
18	0.6	62	0.4	106	1.0	150	0.8
19	0.1	63	-2.0	107	0.8	151	-3.0
20	-1.8	64	-4.2	108	-1.8	152	-0.5
21	1.1	65	-0.4	109	-1.0	153	1.0
22	0.8	66	3.7	110	-1.7	154	0.9
23	-0.9	67	-1.7	111	-0.3	155	3.3
24	0.3	68	-0.3	112	1.3	156	0.1
25	0.3	69	-0.4	113	-1.5	157	1.0
26	-0.2	70	0.7	114	1.4	158	-1.7
27	2.0	71	0.8	115	1.0	159	-0.3
28	-0.4	72	0.8	116	1.5	160	-0.7
29	-0.8	73	-0.2	117	0.6	161	-3.1
30	-1.3	74	0.8	118	-1.8	162	-1.6
31	0.2	75	-0.3	119	0.0	163	0.6
32	0.4	76	-0.4	120	1.5	164	3.6
33	0.5	77	0.2	121	-0.8	165	-1.4
34	2.2	78	2.4	122	1.7	166	3.9
35	1.4	79	3.9	123	1.3	167	0.0
36	-5.7	80	-2.5	124	-0.3	168	-2.8
37	-0.2	81	-1.1	125	+1.3	169	0.8
38	0.0	82	3.9	126	-1.0	170	0.2
39	2.8	83	-1.8	127	-1.0	171	-0.8
40	-2.0	84	1.1	128	-0.3	172	-0.9
41	2.0	85	0.9	129	-2.3	173	-2.0
42	-2.4	86	-0.6	130	-1.2	174	-0.7
43	0.7	87	-2.8	131	1.3	175	3.2
44	0.2	88	-1.6	132	0.8	176	1.9

В табл. 3 приводятся отсчеты "0" плотностей в относительных единицах, (уклонения от сглаженной кривой), измеренные в интервале 0". 2 на негативе.

Из таблицы явствует наличие большого числа деталей (№18, 23, 41, 150, 165) размером 0."4 ÷ 0."6.

Размер оценивается по критерию Релея. Теоретическое разрешение солнечного телескопа при входном отверстии в 30 см равно 0, 4.

Выводы

Фотосферные образования вытянуты. Вытянутость может быть обусловлена как наличием возникающего трансверсального магнитного поля, так и атмосферным эффектом. Характерные их размеры по двум

осям, выведенные из двумерного корреляционного анализа, равны соответственное $1''\cdot 5$ и $1''\cdot 2$. Независимо друг от друга перечисленные методы дают для размера наименьшей детали, наблюдаемой в кассегреновском фокусе, величину в $0''\cdot 4 \div 0''\cdot 6$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Крат В. А. и др. Астрономический циркуляр 1970 г., № 597.
2. Васильева Г. Я., Коробова З. Б., Чандаев А. К. „Изв. ГАО АН СССР“, 186, 1971.
3. Бумба В. Иерархия распределения солнечных магнитных полей. Докт. дисс. М., 1967.
4. Керимбеков М. Б. Циркуляр ШАО АН Азерб. ССР, 1970, № 5.
5. Степанов В. М., Григорьев Б., Бану М. Материалы симпозиума „Структура и развитие активных районов“. Будапешт, 1967.
6. Керимбеков М. Б. „Солнечные данные“, 1960., № 9.
7. Керимбеков М. Б. Сб. „Атмосферная оптика“, М., 1970.
8. Марешаль А., Франсон М. „Структура оптического изображения“, М., 1964.
9. Уиттекер Э. и Робинсон Г. „Математическая обработка результатов измерений“, перевод с англ. ОНТИ, 1933.

ШАО АН Азерб. ССР

Поступило 8. XII 1971

АЗЕРБАЙДЖАН ССР ЕЛМЛЭР АКАДЕМИЈАСЫНЫН ХЭБЭРЛЭРИ
Физика-техника və riaziyyat elmləri seriyası, 1972, № 2.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР
Серия физико-технических и математических наук, 1972, № 2

С. А. ГАДЖИЕВ

ОБ ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ ЮКАВСКОГО И ЧЕТЫРЕХФЕРМИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ I

Эквивалентность между юкавским и четырехфермионным взаимодействиями рассмотрена в работах [1—5]. Исследуя ее, авторы выводят соответствующие условия, одним из которых является соотношение между константами взаимодействий. Этот вывод нам кажется неудовлетворительным по той причине, что авторы используют решение неоднородного уравнения Клейна-Гордона, не выяснив свойств однозначности используемого решения. Такой подход к данному вопросу не дает возможности раскрыть картину эквивалентности между указанными взаимодействиями.

Второе условие связано с перенормировкой. При этом, исходя из формулы Лемана для z_3 , заключают, что $z_3=0$ для сложных бозонов, это совпадает с результатом Салама [6]. Вопрос эквивалентности между юкавским и четырехфермионным взаимодействиями нами рассматривается в низком порядке теории возмущения для скалярного и псевдоскалярного вариантов ($O_\mu=1, i\gamma_5$), поэтому условие $z_3=0$ не затрагивается.

Рассмотрим процесс $a+b \rightarrow a+b$, который быть может описан либо четырехфермионным, либо юкавским взаимодействием. В случае четырехфермионного взаимодействия плотность Лагранжиана в картине Шредингера записывается в следующем виде:

$$L_f = -\bar{\psi} \left(\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} + m \right) \psi + i g \bar{\psi} O_\mu \psi \bar{\psi} O_\mu \psi. \quad (1)$$

Здесь ψ —волновая функция фермиона, m —его масса, g —константа взаимодействия. В случае юкавского взаимодействия

$$L_y = -\bar{\psi} \left(\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} + m \right) \psi + \frac{1}{2} M^2 \Phi^2 + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial x_\mu} \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial x_\mu} + i G \bar{\psi} O_\mu \psi \Phi, \quad (2)$$

где M —масса бозона, G —константа взаимодействия.

Выражения (1) и (2) записаны в предположении, что массы фермионов одинаковы и нейтральный бесспиновый бозон описывается элементарным полем Φ , определяемым из уравнения

$$(\square - M^2) \Phi = i G \bar{\psi} O_\mu \psi. \quad (3)$$

Цель настоящей работы заключалась в том, чтобы показать эквивалентность выражений (1) и (2) с учетом уравнения (3). Для этого представим правую часть (3) в виде:

$$\bar{\psi} O_\mu \psi = j_\mu(x) = \int j_\mu(x) \delta(y-x) d^4y,$$

$$\Phi = iG(\square_x - M^2)^{-1} \int j_\mu(y) \delta(y-x) d^4y = \quad (4)$$

$$= \frac{iG}{(2\pi)^4} \int j_\mu(y) \int (\square_x - M^2)^{-1} e^{ik(y-x)} d^4k d^4y.$$

Действие обратного оператора определено в [7]:

$$\begin{aligned} \Phi(x) &= -\frac{iG}{(2\pi)^4} \int j_\mu(y) d^4y \int e^{ik(y-x)} \frac{d^4k}{k^2 + M^2} = \\ &= -\frac{iG}{(2\pi)^4} \int j_\mu(y) d^4y \int e^{ik(y-x)} d^4k \int_0^\infty e^{-a(k^2 + M^2)} da. \end{aligned}$$

В этом выражении можно поменять порядок интегрирования, так как подынтегральная функция не имеет особенностей:

$$\Phi(x) = -\frac{iG}{(2\pi)^4} \int j_\mu(y) d^4y \int_0^\infty e^{-aM^2} da \int e^{-ak^2 + ik(y-x)} d^4k.$$

Последний интеграл приводится к интегралу типа Гаусса, при этом следует переходить к евклидовому пространству (все четыре координаты действительны); в результате

$$\begin{aligned} \Phi(x) &= -\frac{\pi^2 G}{(2\pi)^4} \int j_\mu(y) d^4y \int_0^\infty e^{-M^2 t} e^{-\frac{(y-x)^2}{4t}} dt = \\ &= -\frac{\pi^2 G}{(2\pi)^4} \int_0^\infty e^{-M^2 t} dt \int j_\mu(y) e^{-\frac{t}{4}(y-x)^2} d^4y. \end{aligned}$$

Здесь $t = 1/a$, заменяя $y - x = u$, будем иметь

$$\Phi(x) = -\frac{\pi^2 G}{(2\pi)^4} \int_0^\infty e^{-M^2 t} dt \int j_\mu(u+x) e^{-u^2 t/4} d^4u. \quad (5)$$

Внутренний интеграл в этом выражении раскрывается при использовании инвариантности теории относительно пространственно-временного сдвига. Действительно, такая инвариантность теории позволяет упростить выражение (5). Учитывая, что оператор 4-импульса системы является генератором пространственно-временных сдвигов, можно записать, что

$$e^{i p a} j_\mu(x) e^{-i p a} = j_\mu(x - a)$$

и действие оператора в левой части определится [8] следующим образом:

$$e^{i p a} j_\mu(x) e^{-i p a} = j_\mu(x) + \frac{ia}{1!} [p j_\mu] + \frac{(ia)^2}{2!} [p [p j_\mu]] + \dots$$

В правой части этого равенства только первый член отличен от нуля; остальные члены обращаются в нуль ввиду того, что ток является сохраняющейся величиной. Поэтому выражение (5) упрощается и мы получаем

$$\Phi(x) = -\frac{iG}{M^2} j_\mu(x) = -\frac{iG}{M^2} \bar{\psi} O_\mu \psi. \quad (6)$$

Последнее не является однозначным решением, это связано с тем, что в (4) мы производили деление на оператор, а это не однозначная операция, поэтому к (6) надо добавить решение однородного уравнения (3). Неоднозначность решения (6) обусловлена тем, что

не были заданы соответствующие начальные и граничные условия. Поэтому общее решение уравнения (3) можно записать в виде.

$$\Phi(x) = \Delta(x) - \frac{iG}{M^2} \bar{\psi} O_\mu \psi. \quad (7)$$

Здесь $\Delta(x)$ — перестановочная функция. Подставляя (7) в (2), будем иметь

$$\begin{aligned} L_y &= -\bar{\psi} \left(\gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} + m \right) \psi + \frac{iG^2}{2M^2} \bar{\psi} O_\mu \psi \bar{\psi} O_\mu \psi + \\ &+ \frac{1}{2} M^2 \Delta^2(x) + \frac{1}{2} \frac{\partial \Delta}{\partial x_\mu} \cdot \frac{\partial \Delta}{\partial x_\mu}. \end{aligned} \quad (8)$$

При получении (8) мы учитывали коммутацию $\Delta(x)$ и $j_\mu(x)$.

Если подставить (6) в (2), полученный Лагранжиан совпадает с (1)

при $g = \frac{G^2}{2M^2}$. Этот результат получен в работах [1–5], и, как было

отмечено, связан с неоднозначностью используемого решения. При учете (7) полученный Лагранжиан (8) не совпадает с (1) и содержит „лишние“ члены, появление которых в (8) показывает, что в низком порядке теории возмущения эквивалентность между юкавским и четырехфермионным взаимодействиями нарушается даже при $g = G^2/2M^2$. Это означает, что в низком порядке теории возмущения для эквивалентности указанных взаимодействий условие $g = G^2/2M^2$ не достаточно и должно существовать второе условие, которое зануляет „лишние“ члены Лагранжиана (8). С этой целью рассмотрим последние два члена (8):

$$\begin{aligned} I &= M^2 \Delta^2(x) + \frac{\partial \Delta}{\partial x_\mu} \cdot \frac{\partial \Delta}{\partial x_\mu}, \quad \text{где } \Delta = \frac{1}{(2\pi)^4} \int \frac{e^{ipx}}{p^2 + M^2} d^4p, \\ I &= \frac{1}{(2\pi)^8} \left[\left(M \int \frac{e^{ipx}}{p^2 + M^2} d^4p \right)^2 - \left(\int p \frac{e^{ipx}}{p^2 + M^2} d^4p \right)^2 \right] = \\ &= \frac{1}{(2\pi)^8} \int \frac{e^{ipx}}{p^2 + M^2} (M - p) d^4p \cdot \int \frac{e^{ipx}}{p^2 + M^2} (M + p) d^4p. \end{aligned}$$

Для вычисления последних интегралов в четырехмерном p -пространстве перейдем к сферическим координатам с радиусом q и обычной евклидовой метрике, в которой все четыре координаты вещественны.

При этом [9]

$$d^4p = id^4p^1 = 2\pi^2 iq^3 dq, \quad \vec{p}^1 = \vec{p}, \quad q = \sqrt{p^2 + p^2}.$$

Учитывая последние соотношения, получим

$$I = -\frac{(2\pi^2)^2}{(2\pi)^8} \int_0^\infty \frac{e^{iqx}}{q^2 + M^2} (M - q) q^3 dq \cdot \int_0^\infty \frac{e^{iqx}}{q^2 + M^2} (M + q) q^3 dq. \quad (9)$$

Выражение (9) при $q \rightarrow M$ стремится к нулю. Это означает, что юкавское и четырехфермионное взаимодействия оказываются эквивалентными в том случае, если $I \rightarrow 0$ ($q \rightarrow M$) и $q = G^2/2M^2$. Тем самым получаем дополнительное условие для эквивалентности (1) и (2), которое имеет место в случае, если сложный бозон будет нерелятивистским.

Действительно, при $|\vec{p}| \ll p_0$, $q \approx p_0 \approx M$. Таким образом, для эквивалентности Лагранжианов (1) и (2) получено два условия: первое совпадает с результатами [1–5], а второе содержит дополнительную информацию, которая ими не выявлена. Отметим, что эквивалентность

L_y и L_z носит приближенный характер и это не связано с теорией возмущения.

Для иллюстрации полученных результатов выпишем матричный элемент рассеяния электрона на нейтрино по четырехфермионному и юкавскому взаимодействиям:

$$M_f = 2g (\bar{\psi}_e O_\mu \psi_e) (\bar{\psi}_\nu O_\mu \psi_\nu),$$

$$M_y = G^2 (\bar{\psi}_e O_\mu \psi_e) (\bar{\psi}_\nu O_\mu \psi_\nu) \cdot \frac{1}{q^2 + M^2};$$

если $q^2 \ll M^2$, то $M_f = M_y$ в том случае, если $g = G^2/2 M^2$. В заключение выражаю благодарность В. Я. Файнбергу, обратившему мое внимание на этот вопрос.

ЛИТЕРАТУРА

1. Iovet B. Nuovo Cimento, 5, 1 (1957).
2. Vamby U. Iona—Lasinio G. Phys. rev., 122, 345 (1960).
3. Bialynicki—Birula I. Phys. rev., 130, 465 (1963).
4. Bjorken I. Ann der. Phys. 24, 179 (1963).
5. Lurie D., Macfarlane A. Phys. rev., 136, 816 (1964).
6. Salam A. Nuovo Cimento; 25, 224 (1962). Phys. rev., 135, 1398 (1964).
7. Иваненко Д., Соколов А. Классическая теория поля. М.—Л; 1951.
8. Швебер С. Введение в релятивистскую квантовую теорию поля. ИЛ, 1963.
9. Ахнезер А., Берестеукий В. Квантовая электродинамика. М., 1969.

АГУ им. С. М. Кирова

Поступило 6. IV 1970

С. Э. Начыев

Јукава вә дөрдфермионлу гаршылыгы тә'сирин эквивалентлији һаггында

ХУЛАСӘ

Мәгаләдә јукава вә дөрдфермионлу гаршылыгы тә'сирин эквивалентлији һәјәчанлама нәзәријјәсинин кичик јахынлашмасында арашдырылмышдыр. Тәдгигат кәстәрмишди ки, бу ики гаршылыгы тә'сирин эквивалентлији гејри-релјативистик бозон үчүн $q = G^2/2M^2$ олдуғу һалда өдәнилир.

Р. Ш. ЯХЬЯЕВ

ПРОЦЕССЫ ПОГЛОЩЕНИЯ АНТИНЕЙТРИНО С ПОЛЯРИЗОВАННЫМ ЭЛЕКТРОНОМ

Обнаружение прямого нейтрино-лептонного взаимодействия представляет собой одну из важнейших экспериментальных проблем физики слабых взаимодействий [1]. Наиболее распространенным и привлекательным процессом этого взаимодействия является упругое рассеяние нейтрино (антинейтрино) на электроны, которое пока не нашло экспериментального доказательства в лабораторных условиях. Наряду с этим возможны реакции образования адронных пар при взаимодействии антинейтрино с электроном. Целью настоящей статьи является подсчет сечения процессов образования адронных пар при антинейтрино-электронном взаимодействии. Экспериментальное исследование таких процессов, возможно, даст информацию о прямом нейтрино-лептонном взаимодействии.

1. Рассмотрим образование пионных пар при антинейтрино-электронном рассеянии с учетом поляризационных свойств лептонов:

$$\bar{\nu} + e \rightarrow \pi^- + \pi^0. \quad (1)$$

Отметим, что процесс (1), а также процессы типа

$$\bar{\nu} + e \rightarrow K^- + \pi^0, K^- + K^0, \bar{K}^0 + \pi^- \quad (2)$$

могут иметь место при тождественности электронных и мюонных нейтрино, т. е. имеется в виду, что падающие антинейтрино генерируются при π_{μ_2} - и K_{μ_2} -распаде. Все эти реакции не менее интересны, чем реакция (1). Однако их пороги лежат фантастично высоко. Процесс (1) имеет порог в лабораторной системе $W = 74 \text{ Гэв}$.

Как известно, появление теории универсального слабого взаимодействия вызвало интерес к β -распаду π -мезонов в связи с необходимостью экспериментальной проверки гипотезы сохранения векторного тока, вытекающей из глубокой аналогии между слабым и электромагнитным взаимодействиями. Согласно схеме Фейнмана—Гелл—Манна [2] слабое взаимодействие, ответственное за этот процесс, имеет ту же структуру, что и взаимодействие заряженных π -мезонов с электромагнитным полем.

Дифференциальное сечение процесса (1) через промежуточный мезон с учетом продольных поляризаций начальных частиц и электромагнитного формфактора π -мезона в системе центра инерции стал-

кивающих частиц определяется выражением

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{E^3 \beta_\pi^3}{4(2\pi)^2(\kappa + E)} g^4 [(4E^2 - m_W^2)^2 + m_W^2 \tau^{-2}]^{-1} (1 + s_+)(1 - s\beta_e) (1 + ss_+ (2\cos^2\alpha - 1)) |F_\pi(-4E^2)|^2,$$

где

$$g^2 = \frac{G}{\sqrt{2}} m_W^2, \quad \beta_\pi = \frac{q}{E}, \quad \beta_e = \frac{\kappa}{E}, \quad d\Omega = \sin\theta d\theta d\varphi,$$

$$G = 1,41 \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3$$

Здесь $E = \sqrt{\kappa^2 + m^2}$, m и β_e — полная энергия, масса и скорость электрона; β_π — скорость π -мезона; α — угол между направлениями импульсов падающих и разлетающихся частиц ($\cos\alpha = (\vec{\kappa} \cdot \vec{q})$); величины s и s_+ — продольные поляризации электрона и антинейтрино; m_W — масса промежуточного мезона; $F_\pi(q^2)$ — продолжение электромагнитного формфактора π -мезона на область временеподобных значений квадрата передаваемого импульса виртуальных фотонов. Определение формфактора $F_\pi(q^2)$ является очень интересной физической задачей. Но, к сожалению, порог, реакции (1) очень велик.

Как следует из (3), процесс (1) идет при взаимодействии правополяризованного антинейтрино ($s_+ = 1$) с электроном. Из (3) также видно, что процесс рассеяния антинейтрино на ультрарелятивистском электроном приводит к образованию π^- - и π^0 -мезонов лишь при взаимодействии правополяризованного антинейтрино с левополяризованным электроном ($s = -1$).

Проинтегрировав выражения (3) по углам вылета π -мезона, для полного сечения реакции (1) получим

$$\sigma = \frac{E^3 \beta_\pi^3}{12\pi(\kappa + E)} g^4 [(4E^2 - m_W^2)^2 + m_W^2 \tau^{-2}]^{-1} (1 + s_+)(1 - s\beta_e) (3 - ss_+) |F_\pi(-4E^2)|^2. \quad (4)$$

Усредняя выражения (3) и (4) по спинам начальных частиц, в области высоких энергий будем иметь следующие выражения для дифференциального и полного сечения процесса образования пиона при столкновении электронного антинейтрино с электроном:

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{E^3 \beta_\pi^3}{8\pi^2} g^4 [(4E^2 - m_W^2)^2 + m_W^2 \tau^{-2}]^{-1} |F_\pi(-4E^2)|^2 \sin^2\alpha, \quad (5)$$

$$\bar{\sigma} = \frac{E^3 \beta_\pi^3}{3\pi} g^4 [(4E^2 - m_W^2)^2 + m_W^2 \tau^{-2}]^{-1} |F_\pi(-4E^2)|^2. \quad (6)$$

Как видно из (5), дифференциальное сечение процесса (1) в системе центра инерции пропорционально $\sin^2\alpha$. Это является следствием пренебрежения массой лептона и различия в массах π^- - и π^0 -мезонов. Таким же угловым распределением обладают заряженные пионы, образовавшиеся при аннигиляции электрон-позитронной пары ($e^- + e^+ \rightarrow \pi^- + \pi^+$). При $m_W \rightarrow \infty$ полное сечение (5) переходит в выражение (6) работы [3].

Дифференциальное сечение процесса (1) в системе центра инерции взаимодействия антинейтрино с произвольно поляризованным электроном имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{E^3 \beta_\pi^3}{4(2\pi)^2(\kappa + E)} g^4 [(4E^2 - m_W^2)^2 + m_W^2 \tau^{-2}]^{-1} (1 + s_+) \Phi(E, \alpha, \vec{s}) |F_\pi(-4E^2)|^2, \quad (7)$$

где

$$\Phi(E, \alpha, \vec{s}) = 1 - \beta_e (\vec{\kappa} \cdot \vec{s}) + s_+ \left[\beta_e (1 - 2\cos^2\alpha) - (\vec{\kappa} \cdot \vec{s}) + \frac{2m}{F} (\vec{q} \cdot \vec{s}) \cos\alpha + 2 \left(1 - \frac{m}{E} \right) (\vec{\kappa} \cdot \vec{s}) \cos^2\alpha \right].$$

Здесь $\vec{s}$ — единичный вектор поляризации электрона в системе его покоя: $\vec{\kappa} = \frac{\vec{\kappa}}{\kappa}$ и $\vec{q} = \frac{\vec{q}}{q}$ — единичные векторы в направлениях импульсов, соответственно, электрона и π -мезона.

При взаимодействии противоположнополяризованного антинейтрино с поляризованным ультрарелятивистским электроном дифференциальное и полное сечения процесса (1) в системе центра инерции будут иметь вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\omega} &= \frac{E^3 \beta_\pi^3}{8\pi^2} g^4 [(4E^2 - m_W^2)^2 + m_W^2 \tau^{-2}]^{-1} |F_\pi(-4E^2)|^2 (1 + (\vec{x} \cdot \vec{s})) \sin^2\alpha, \\ \sigma &= \frac{E^3 \beta_\pi^3}{3\pi} g^4 [(4E^2 - m_W^2)^2 + m_W^2 \tau^{-2}]^{-1} |F_\pi(-4E^2)|^2 (1 + (1 + (\vec{x} \cdot \vec{s}))). \end{aligned}$$

Здесь $\vec{x} = \frac{\vec{x}}{x}$ — единичный вектор в направлении импульса падающего антинейтрино. Как видно, если электрон поляризован по направлению импульса налетающего антинейтрино ($(\vec{x} \cdot \vec{s})$), сечение процесса (1) принимает максимальное значение, в то время как при поляризации электрона против направления импульса антинейтрино ($(\vec{x} \cdot \vec{s})$) оно обращается в нуль.

2. Теперь рассмотрим процесс образования барионных пар при столкновении антинейтрино с электроном:

$$\bar{\nu} + e \rightarrow n + \bar{p}. \quad (8)$$

Выражение дифференциального сечения процесса (8) в системе центра масс сталкивающихся частиц при одновременном учете продольных поляризаций всех участвующих в процессе частиц и формфакторов слабого нуклонного тока имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{pEG^2}{8(2\pi)^3(1 + \beta_e)} [\Phi_0 + s\Phi_1] + s_n s_{\bar{p}} (\Phi_2 + s\Phi_3) + (s_n - s_{\bar{p}}) (\Phi_4 + s\Phi_5) + (s_n + s_{\bar{p}}) \Phi_6, \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_{0,2} &\pm 2(|F_m|^2 + \lambda^2 \beta^2 |G_1|^2 (1 + \beta_e \cos^2\theta) + \frac{1}{\gamma^2} |F_e|^2 (1 - \beta_e + 2\beta_e \sin^2\theta) + \\ &+ \frac{1}{\gamma^2} |G_0|^2 (1 - \beta_e) \pm 4\beta\lambda (1 + \beta_e) \cos\theta \cdot \text{Re} F_m G_1^*, \\ \Phi_{1,3} &= \mp 2(|F_m|^2 + \lambda^2 \beta^2 |G_1|^2) (\beta_e + \cos^2\theta) + \frac{1}{\gamma^2} |F_e|^2 (1 - \beta_e - 2\sin^2\theta) + \\ &+ \frac{1}{\gamma^2} |G_0|^2 (1 - \beta_e) \pm 4\beta\lambda (1 + \beta_e) \cos\theta \cdot \text{Re} F_m G_1^*, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Phi_4 &= -2(1 + \beta_e)(|F_m|^2 + \lambda^2 \beta^2 |G_1|^2) \cos \theta + 4\beta \lambda (1 + \beta_e \cos^2 \theta) \cdot \operatorname{Re} F_m G_1^*, \\ \Phi_5 &= 2(1 + \beta_e)(|F_m|^2 + \lambda^2 \beta^2 |G_1|^2) \cos \theta - 4\beta (\alpha_e + \cos^2 \theta) \cdot \operatorname{Re} F_m G_1^*, \\ \Phi_6 &= \frac{2}{\gamma^2} (1 + s) (1 - \beta_e) \cos \theta \cdot \operatorname{Re} F_e G_0, \quad G_0 = \lambda G_1 - \gamma^2 G_2.\end{aligned}$$

Здесь верхний знак относится к первому индексу, а нижний ко второму индексу в функциях $\Phi_{0,2}$ и $\Phi_{1,3}$; θ — угол между импульсами налетающего антинейтрино и разлетающегося антипротона ($\cos \theta = (\vec{x}^0 \vec{p}^0)$); $E = \sqrt{p^2 + M^2}$, $\beta = \frac{e}{E}$ — полная энергия и скорость антипро-

тона: $\gamma = \frac{E}{M}$, M — масса нуклона; F_1, F_2, G_1 и G_2 — формфакторы

Голдберга—Траймана [4], являющиеся функциями квадрата передаваемого импульса q^2 ; χ_p — „слабый магнетизм“ [5], соответствующий зональному магнетизму при электромагнитном взаимодействии: $s_1 = \pm 1$ ($i = n, \bar{p}$) — собственное значение проецирующего оператора $\vec{s}_1 \vec{p}_1$ [6, 7], определяющее спиральность нейтрона и антипротона;

$F_e = F_1 - \chi_p \frac{q^2}{4M^2} F_2$ и $F_m = F_1 + \chi_p F_2$ — зарядовый и магнитный формфакторы.

Проинтегрировав выражение (9) по углам вылета антипротона, получим следующее выражение для полного сечения процесса (8);

$$\sigma = \frac{pEG^2}{24\pi(1 + \beta_e)} [(\varphi_0 + s\varphi_1) + s_n s_{\bar{p}} (\varphi_2 + s\varphi_3) + (s_n - s_{\bar{p}}) (\varphi_4 + s\varphi_5)], \quad (10)$$

где

$$\varphi_{0,2} = \pm 2(|F_m|^2 + \lambda^2 \beta^2 |G_1|^2) (3 + \beta_e) + \frac{1}{\gamma^2} |F_e|^2 (3 + \beta_e) + \frac{3}{\gamma^2} |G_0|^2 (1 - \beta_e)$$

$$\begin{aligned}\varphi_{1,3} &= \mp 2(|F_m|^2 + \lambda^2 \beta^2 |G_1|^2) (1 + 3\beta_e) - \frac{1}{\gamma^2} |F_e|^2 (1 + 3\beta_e) + \\ &\quad \frac{3}{\gamma^2} |G_0|^2 (1 - \beta_e),\end{aligned}$$

$$\varphi_4 = 4\beta \lambda (3 + \beta_e) \operatorname{Re} F_m G_1^*, \quad \varphi_5 = -4\beta \lambda (1 + 3\beta_e) \operatorname{Re} F_m G_1^*.$$

Если пренебречь массой электрона, то из выражений (9) и (10) следует, что процесс образования барионных пар при рассеянии антинейтрино на ультрарелятивистском электроном идет лишь при взаимодействии правополяризованного антинейтрино с левополяризованным электроном.

Дифференциальное сечение реакции (8) с учетом произвольной поляризации одной из конечных частиц в системе центра масс описывается выражением

$$\frac{d\sigma}{d\Lambda} = \frac{pEG^2}{16\pi^2} (\Phi'_0 + \vec{s}_t \psi_0), \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned}\psi_0 &= \vec{x}^0 \Phi'_2 + \vec{p}^0 \Phi'_3 + \vec{n} \Phi'_4, \\ \Phi_2 &= \frac{2}{\gamma} (\operatorname{Re} F_e F_m^* - \beta \lambda \cos \theta \cdot \operatorname{Re} F_e G_1^*),\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\Phi_3 &= 2 \left[\cos \theta \left(|F_m|^2 + \lambda^2 \beta^2 |G_1|^2 - \frac{1}{\gamma} \operatorname{Re} F_e F_m^* \right) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\lambda \beta}{\gamma} \cos^2 \theta \cdot \operatorname{Re} F_e G_1^* - \beta \lambda (1 + \cos^2 \theta) \cdot \operatorname{Re} F_m G_1^* \right], \\ \Phi'_4 &= \frac{1}{\gamma} [\sin 2\theta \cdot \operatorname{Im} F_e F_m^* + 2\beta \lambda \sin \theta \cdot \operatorname{Im} F_e G_1^*].\end{aligned}$$

Здесь $\vec{s}_t$ — единичный вектор поляризации нейтрона или антипротона;

$\vec{p}^0 = \frac{\vec{p}}{p}$ и $\vec{x}^0 = \frac{\vec{x}}{x}$ — единичные векторы в направлениях импульсов,

соответственно, антипротона и антинейтрино; $p = |\vec{p}|$; $x = |\vec{x}|$;

$\vec{n} = \frac{[\vec{p}^0 \vec{x}^0]}{|\vec{p}^0 \vec{x}^0|}$ — нормаль к плоскости реакции.

Дифференциальное сечение процесса (8) в лабораторной системе координат с учетом продольных поляризаций образующихся частиц при взаимодействии электроном, вычисленном по формулам (6) — (9) работы [7], имеет следующий вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\kappa_p K_p}{(2\pi ch/2\pi)^2} \cdot \frac{|M|^2}{1 + \frac{K_p}{K_n} \left(1 - \frac{\kappa_p}{K_p} \cos \theta \right)}, \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned}|M|^2 &= |G_V|^2 (A_1 + A_2 + A_3) + (|G_A|^2 (A_4 + A_5 + A_6) + \\ &\quad + (C_V^\dagger C_A + C_A^\dagger C_V) (A_6 + A_7) + (C_V^\dagger C_A - C_A^\dagger C_V) A_8), \\ A_1 &= \frac{1}{16} (1 + \beta_{on}) (1 + s_n (\vec{s}_e \vec{\kappa}_n)) (1 + s_{\bar{p}} s_{\bar{p}} (\vec{s}_e \vec{\kappa}_{\bar{p}})) (1 + s_{\bar{p}} s_{\bar{p}} (\vec{\kappa}_{\bar{p}} \vec{\kappa}_{\bar{p}})), \\ A_2 &= \frac{1}{16} (1 - \beta_{on}) (1 + s_{\bar{p}} s_{\bar{p}} (\vec{s}_e \vec{\kappa}_{\bar{p}})) \{ 3 - s_n (\vec{s}_e \vec{\kappa}_n) - s_{\bar{p}} s_{\bar{p}} (\vec{\kappa}_{\bar{p}} \vec{\kappa}_{\bar{p}}) - \\ &\quad - 2 s_{\bar{p}} (\vec{s}_e \vec{\kappa}_{\bar{p}}) + 2 s_{\bar{p}} s_n (\vec{\kappa}_n \vec{\kappa}_{\bar{p}}) + 2 s_{\bar{p}} (\vec{s}_e \vec{\kappa}_{\bar{p}}) - 2 s_{\bar{p}} s_n (\vec{\kappa}_{\bar{p}} \vec{\kappa}_{\bar{p}}) + \\ &\quad + s_{\bar{p}} s_{\bar{p}} s_n (2 (\vec{s}_e \vec{\kappa}_{\bar{p}}) (\vec{\kappa}_n \vec{\kappa}_{\bar{p}}) + 2 (\vec{s}_e \vec{\kappa}_{\bar{p}}) (\vec{\kappa}_n \vec{\kappa}_{\bar{p}}) - (\vec{s}_e \vec{\kappa}_n) (\vec{\kappa}_{\bar{p}} \vec{\kappa}_{\bar{p}})) \}, \\ A_3 &= \frac{1}{8} \beta_n (1 + s_{\bar{p}} s_{\bar{p}} (\vec{s}_e \vec{\kappa}_{\bar{p}})) \{ s_{\bar{p}} (\vec{s}_e \vec{\kappa}_{\bar{p}}) (\vec{\kappa}_n \vec{\kappa}_{\bar{p}}) - (\vec{s}_e \vec{\kappa}_{\bar{p}}) (\vec{\kappa}_n \vec{\kappa}_{\bar{p}}) - \\ &\quad - s_n (\vec{s}_e \vec{\kappa}_{\bar{p}}) - (\vec{\kappa}_n \vec{\kappa}_{\bar{p}}) - s_{\bar{p}} s_{\bar{p}} s_n (\vec{s}_e \vec{\kappa}_{\bar{p}}) - s_{\bar{p}} s_{\bar{p}} (\vec{\kappa}_n \vec{\kappa}_{\bar{p}}) \}, \\ A_4 &= (1 + \beta_{on}) (1 - \beta_{on})^{-1} A_2, \quad A_5 = (1 - \beta_{op}) (1 + \beta_{on})^{-1} A_1, \\ A_7 &= s_n \beta_n^{-1}, \quad A_8, \\ A_6 &= \frac{1}{8} \beta_n (1 + s_{\bar{p}} s_{\bar{p}} (\vec{s}_e \vec{\kappa}_{\bar{p}})) \{ 2 s_n s_{\bar{p}} - s_n s_{\bar{p}} s_{\bar{p}} (\vec{s}_e \vec{\kappa}_{\bar{p}}) + s_{\bar{p}} s_{\bar{p}} (\vec{\kappa}_n \vec{\kappa}_{\bar{p}}) + \\ &\quad + s_n (\vec{s}_e \vec{\kappa}_{\bar{p}}) - (\vec{\kappa}_n \vec{\kappa}_{\bar{p}}) + s_{\bar{p}} (\vec{s}_e \vec{\kappa}_{\bar{p}}) (\vec{\kappa}_n \vec{\kappa}_{\bar{p}}) + (\vec{s}_e \vec{\kappa}_{\bar{p}}) (\vec{\kappa}_n \vec{\kappa}_{\bar{p}}) \}, \\ A_8 &= \frac{i}{8} \beta_{on} (1 + s_{\bar{p}} s_{\bar{p}} (\vec{s}_e \vec{\kappa}_{\bar{p}})) \{ s_{\bar{p}} s_{\bar{p}} (\vec{s}_e [\vec{\kappa}_{\bar{p}} \vec{\kappa}_{\bar{p}}]) + s_{\bar{p}} s_{\bar{p}} s_n (\vec{\kappa}_n [\vec{\kappa}_{\bar{p}} \vec{\kappa}_{\bar{p}}]) - \\ &\quad - s_n s_{\bar{p}} (\vec{\kappa}_{\bar{p}} [\vec{s}_e \vec{\kappa}_n]) - s_{\bar{p}} s_n (\vec{\kappa}_{\bar{p}} [\vec{s}_e \vec{\kappa}_n]) \}.\end{aligned}$$

Здесь $\vec{s}_e$ — единичный вектор в направлении поляризации электрона в системе координат, где он покоится; $s_{\bar{p}}$ — квантовое число спиральности

антинейтрино

$$(s_e = 1); \beta_1 = \frac{\kappa_1}{K_1}, \beta_{01} = \frac{\kappa_{01}}{K_1}, \vec{\kappa}_1 = \vec{\kappa}_1 / \kappa_1, \kappa_1 = |\vec{\kappa}_1|, K_1 = \sqrt{\kappa_{01}^2 + \kappa_1^2};$$

$$\vec{p}_1 = \hbar/2\pi; E_1 = \hbar/2\pi K_1 \text{ и } \kappa_{01} = \frac{m_{01}c}{\hbar/2\pi}$$

— импульс, полная энергия и масса покоя частицы. Формула (12) в общем виде описывает угловые и поляризационные корреляции между всеми участвующими в реакции (8) частицами.

Рассмотрим реакции (8) с поляризованной электронной мишенью без учета продольных поляризаций нуклонов отдачи. Соответствующее сечение получается из (12) путем суммирования по спиновым состояниям конечных нейтрона и антипротона. Дифференциальное сечение реакции (8) при взаимодействии электронного антинейтрино с поляризованным электроном имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{G^2}{(2\pi\hbar/2\pi)^2} \cdot \frac{\kappa_p \kappa_p}{1 + \frac{\kappa_p}{K_n} \left(1 - \frac{\kappa_p}{\kappa_p} \cos \theta\right)} \left\{ 2(1 + \lambda^2) + \right.$$

$$+ (1 - \lambda^2) \beta_{0n} \left(\frac{\kappa_p}{\kappa_p} \cos \theta - 1 \right) + \frac{1}{K_n} [(\lambda - 1)^2 (\kappa_p \cos \theta - \kappa_p) +$$

$$+ \beta_p (\kappa_p - \kappa_p \cos \theta)] + \left[(\lambda + 1)^2 \left(1 - \beta_p \frac{\kappa_p \cos \theta - \kappa_p}{K_n} \right) - \right.$$

$$\left. - \beta_{0n} (1 - \lambda^2) \right] (\vec{s}_e \vec{\kappa}_p) + \left[(1 - \lambda^2) \left(\frac{\kappa_p - \kappa_p \cos \theta}{K_n} - 1 \right) + \right.$$

$$\left. + \beta_{0n} (1 + \lambda) \right] \beta_p (\vec{s}_e \vec{\kappa}_p) + \frac{i(\lambda^2 - 1)}{2} \beta_{0n} \beta_p (\vec{n}' \vec{s}_e) \sin \theta \Big\},$$

$$\lambda = -\frac{C_A}{C_V}, \vec{n}' = \frac{[\vec{\kappa}_1, \vec{\kappa}_p]}{|\vec{\kappa}_1 \times \vec{\kappa}_p|}, \cos \theta = (\vec{\kappa}_1 \vec{\kappa}_p).$$

Здесь C_V и C_A — константы векторной и аксиально-векторной связи; $\vec{n}'$ — нормаль к плоскости реакции (3).

В случае чистого $(V-A)$ варианта слабого взаимодействия ($C_A = -C_V = \sqrt{2}G_1$, $\lambda=1$) сечение (13) для реакции (8) примет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} (1 + (\vec{s}_e \vec{\kappa}_p)), \quad (14)$$

где

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{G^2}{(\pi\hbar/2\pi)^2} \cdot \kappa_p^2 (\beta_p - a)^{-1} (1 - \beta_p a), \quad a = \frac{\kappa_p \cos \theta - \kappa_p}{K_n}.$$

Как видно, в случае, когда электрон-мишень поляризован по направлению импульса падающего пучка антинейтрино ($\vec{s}_e \uparrow \vec{\kappa}_p$), сечение процесса (8) принимает максимальное значение. В то же время, если считать, что электрон-мишень поляризован против направления импульса антинейтрино ($\vec{s}_e \uparrow \vec{\kappa}_p$), сечение процесса (8) обращается в нуль. Для дифференциального сечения процесса взаимодействия электронных антинейтрино малых энергий с поляризованным электроном получим

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{G^2 M_p^2}{\pi^2 \hbar^2 2\pi^4} \left(\omega - \frac{M_n - m}{M_p} \right) \left(\left(\omega - \frac{M_n - m}{M_p} \right)^2 - 1 \right)^{1/2} (1 + (\vec{s}_e \vec{\kappa}_p)), \quad (15)$$

где $\omega = \frac{E}{M_p c^2}$ — энергия антинейтрино; m , M_p , M_n — массы покоя электрона, антипротона, нейтрона.

Рассмотрим влияние продольной поляризации антипротона на угловое распределение реакции (8) в случае неполяризованной электронной мишени без учета поляризации образующихся протонов. Усреднив выражение (12) по спиновым состояниям начального электрона ($\vec{s}_e$) и просуммировав по спиновым состояниям нейтрона ($\vec{s}_n$), получим угловое распределение реакции (8) с учетом продольной спиновой корреляции между падающим антинейтрино антипротона:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{G^2}{8(\pi\hbar/2\pi)^2} \cdot \frac{\kappa_p^2}{(\beta_p - a)} (1 + s_p s_p \beta_p) \{B_1 + s_p s_p B_2\}, \quad (16)$$

где

$$B_1 = 2(1 + \lambda^2) + \beta_{0n}(\lambda^2 - 1) - b(1 - \lambda)^2, \quad b = \frac{\kappa_p - \kappa_p \cos \theta}{K_n},$$

$$B_2 = \beta_{0n}(1 - \lambda^2) \cos \theta - a(1 + \lambda)^2.$$

В $(V-A)$ -варианте слабого взаимодействия выражение (16) примет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{G^2}{2(\pi\hbar/2\pi)^2} \cdot \frac{\kappa_p^2}{(\beta_p - a)} (1 + s_p s_p \beta_p) (1 - a s_p s_p). \quad (17)$$

Степень продольной поляризации антипротона, определяемая как отношение разности сечений к сумме сечений при $s_p = +1$ и $s_p = -1$, согласно (17) описывается выражением

$$P_{cp} = \frac{\beta_p - a}{-\beta_p a + 1} = \frac{(K_n \beta_p + \kappa_p) - \kappa_p \cos \theta}{(K_n + \kappa_p \beta_p) - \beta_p \kappa_p \cos \theta}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Марков М. А. Нейтрино. Изд-во „Наука“ М., 1964.
2. Feynman, R. Gell-Mann M. Phys. Rev., 103, 193, 1958.
3. Азимов Я. И., Шехтер В. М. ЖЭТФ, 41, 592, 1961.
4. Goldberger M., Treiman S. Phys. rev., III, 354, 1958.
5. Gell-Mann M. Phys. rev III, 362, 1958.
6. Соколов А. А., Керимов Б. К. Ann. der Phys., 7, 46, 1958.
7. Керимов Б. К. „Изв. АН СССР, серия физич.“ 25, 157, 1961.

АПИ им. В. И. Ленина

Поступило 17. X 1971

В. Б. МАГАЛИНСКИЙ, А. Х. КЦОВ

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ ДЛЯ ОДНОГО КЛАССА МОДЕЛЕЙ БЛИЖНЕГО ПОРЯДКА. ПРОСТОЕ ВЕЩЕСТВО

Предлагается приближенный метод расчета равновесных свойств плотного вещества, основанный на предположении, что структура ближнего порядка определяется геометрическим фактором непроницаемости молекул и не зависит от конкретной формы их взаимодействия.

При этом, по крайней мере внутри сферы действия, радиальная функция имеет определенную автомодельную структуру, что позволяет использовать для расчета свойств реального вещества радиальную функцию модельной системы твердых шаров без притяжения.

При дополнительном предположении о независимости некоторых параметров ближнего порядка от внешних условий была исследована система твердых шаров, а затем и реальная система, для которой получено простое по форме и физически наглядное уравнение состояния. С помощью этого уравнения полученные результаты сравниваются с экспериментом.

1. Исследуемая классическая система состоит из N одинаковых молекул, находящихся в объеме V при температуре θ (измеренной в эргах). Энергия взаимодействия двух молекул зависит только от их взаимного расстояния r и быстро убывает вне сферы действия. Термодинамические свойства такой системы, если она пространственно однородна и изотропна, могут быть рассчитаны по известным формулам (см., например, [1], гл. II):

$$\frac{1}{N} \left(\bar{E} - \frac{3}{2} N \theta \right) = u_1 = \frac{1}{2v} \int_0^\infty \Phi(\omega) g(\omega) d\omega, \quad (1)$$

$$P = \frac{\theta}{v} = p_1 = - \frac{1}{2v^2} \int_0^\infty \omega \Phi'(\omega) g(\omega) d\omega, \quad (2)$$

где $\bar{E}$ — внутренняя энергия, а u_1 — ее конфигурационная часть в расчете на молекулу; $v = V/N$ — удельный объем; P — давление, а p_1 — его конфигурационная часть; $\Phi(\omega)$ и $g(\omega)$ — потенциал взаимодействия и радиальная функция в зависимости от переменной $\omega = (4\pi/3)r^3$.

Радиальная функция зависит также от двух внешних параметров, является функционалом взаимодействия и описывает коллективные

свойства вещества — его ближний порядок. Для расчета по формулам (1), (2) достаточно знать $g(\omega)$ внутри сферы действия межмолекулярных сил, где $\Phi(\omega)$ заметно отличается от нуля. В этой области радиальная функция плотного вещества имеет резкий максимум, определяющий так называемый первый координационный слой, который содержит достаточно большое (порядка десяти) и слабо зависящее от температуры количество сильно связанных молекул ([1], гл. III), а поэтому обладает развитым коллективным свойством и устойчивой структурой.

Предлагаемый в настоящей работе метод основан в сущности на следующем: чем сильнее выражены коллективные свойства, тем слабее они зависят от деталей взаимодействия. Это обстоятельство отчетливо проявляется для крупномасштабных флуктуаций в критической области [2] и для далекого порядка в кристаллах. Для плотного газа или жидкости основные (грубые) характеристики радиальной функции определяются сферически симметричными силами отталкивания, отражая факт непроницаемости молекул, т. е. имеют геометрическое происхождение ([1], гл. III; 3). В этом смысле можно говорить о геометрическом моделировании ближнего порядка системой твердых шаров и о его независимости от вида взаимодействия. Последнее обстоятельство в данном случае существенно использовано.

В дальнейшем в качестве внешних параметров будем использовать удельный объем v и удельную конфигурационную (или коллективную) энтропию σ , определенную согласно выражению

$$\sigma = \frac{S - S_{\text{ид}}}{Nk} = \frac{u_1 - \psi_1}{\theta}, \quad (3)$$

где k — постоянная Больцмана; S — полная энтропия, а $S_{\text{ид}}$ — она же в отсутствие взаимодействия; ψ_1 — удельная конфигурационная свободная энергия:

$$\psi_1 = u_1 - \theta \sigma, \quad d\psi_1 = -p_1 dv - \sigma d\theta. \quad (4)$$

Отсюда

$$p_1 dv = \theta d\sigma - du_1, \quad p_1 = -\partial u_1(v, \sigma) / \partial v, \quad \theta = \partial u_1(v, \sigma) / \partial \sigma. \quad (5)$$

Заменив в интегралах (1) и (2) переменную согласно $\omega = xv$ $g(xv, v, \sigma) = \Gamma(x, v, \sigma)$, получим

$$u_1 = \frac{1}{2} \int_0^\infty \Phi(x, v) \Gamma(x, v, \sigma) dx, \quad (1')$$

$$p_1 = - \frac{1}{2} \int_0^\infty x \Phi'(xv) \Gamma(x, v, \sigma) dx \quad (2')$$

(штрихом отмечена производная по аргументу). Из (5), (1') и (2') следует

$$\int_0^\infty \Phi(xv) \frac{\partial \Gamma(x, v, \sigma)}{\partial v} dx = 0. \quad (6)$$

Получилось точное соотношение, которое связывает параметрическую зависимость радиальной функции от объема и ее функциональную зависимость от взаимодействия. Если теперь, в соответствии со сказанным выше, использовать нечувствительность Γ к изменению Φ , то получим

$$\Gamma = \Gamma(x, \sigma).$$

Таким образом, для плотного вещества по крайней мере внутри сферы действия (где $\Phi \neq 0$) поведение радиальной функции имеет автомодельный характер:

$$g(\omega, v, \sigma) = \Gamma(\omega/v, \sigma). \quad (7)$$

Полученный результат имеет следующий физический смысл: изменение объема v равносильно масштабному преобразованию пространственной переменной ω , а вид радиальной функции определяется конфигурационной энтропией σ , которая по своему смыслу характеризует степень упорядоченности в системе.

2. Потенциал взаимодействия выберем в общепринятой форме:

$$\Phi(r) = \frac{\varepsilon_0}{m-n} [n(r_0/r)^{3m} - m(r_0/r)^{3n}]; \quad (8)$$

r_0 — положение, а ε_0 — глубина потенциальной ямы. Показатель притяжения $n=2$, однако, исходя из симметрии, будем пользоваться общей формулой (8); [показатель отталкивания обычно подбирается в интервале $3 < m < 4$ (см. [1], стр. 30). Эффективный диаметр молекулы a , где $\Phi(a) = 0$, связан с r_0 :

$$r_0 = a(mn)^{\frac{3}{3(m-n)}} \quad (9)$$

При $m \rightarrow \infty$ и в отсутствие второго слагаемого (8) соответствует твердым шарам с диаметром a .

При переменной ω $(4\pi/3)r^3$

$$\Phi(\omega) = \frac{\varepsilon_0}{m-n} [n(\omega_0/\omega)^m - m(\omega_0/\omega)^n], \quad \omega_0 = (4\pi/3)r_0^3. \quad (8')$$

Подставляя (7) и (8') в (1), получим

$$u_1(v, \sigma) = A_m(\sigma) v^{-m} - A_n(\sigma) v^{-n}, \quad (10)$$

$$A_m(\sigma) = \frac{n\varepsilon_0\omega_0^m}{2|m-n|} \int_0^\infty \Gamma(x, \sigma) x^{-m} dx; \quad (11)$$

коэффициент A_n получается из A_m , если m и n поменять местами.

Как отмечалось выше, автомодельная зависимость $\Gamma(x, \sigma)$ моделируется системой твердых шаров и таким образом в (10) удается отделить влияние коллективных свойств геометрического происхождения от влияния индивидуальных свойств, определяемых конкретным видом взаимодействия, например, (8). Поскольку геометрический фактор определяет грубые характеристики ближнего порядка, то для нахождения коэффициентов A_m и A_n в (10) достаточно воспользоваться простой моделью радиальной функции, которая содержит эти грубые характеристики. Разумеется, выбор конкретной модели помимо простоты, должен быть оправдан существенными аргументами, что и будет сделано в дальнейшем.

3. Зададим структуру радиальной функции модельным фактором:

$$g = \begin{cases} g_0, & \omega_- < \omega < \omega_+, \\ 0, & \omega < \omega_-, \quad \omega > \omega_+. \end{cases} \quad (12)$$

Эта формула описывает координационный слой с постоянной плотностью молекул, равной g_0/v , и ограниченный сферическими областями объемов ω_- и ω_+ .

Из условия автомодельности (7)

$$g_0 = g_0(\sigma), \quad \omega_+ = \alpha_+(\sigma)v \quad (13)$$

согласно (13) и (12),

$$\Gamma(x, \sigma) = \begin{cases} g_0, & \omega_- < x < \alpha_+, \\ 0, & x < \omega_-, \quad x > \alpha_+. \end{cases} \quad (12')$$

Подставляя (12') в (11), выразим A_m через структурные параметры α и g_0 :

$$A_m(\sigma) = \frac{\varepsilon_0 g_0 n \omega_0^m}{2|m-n|(m-1)} (\alpha_-^{1-m} - \alpha_+^{1-m}). \quad (11')$$

Поскольку α и g_0 не зависят от вида взаимодействия и определяются наличием отталкивания, их можно определить из уравнения состояния твердых шаров.

Таким образом, наряду с реальной системой молекул будет рассматриваться вспомогательная система твердых шаров, моделирующая структуру реальной системы. Для твердых шаров без притяжения $A_n = 0$, $m \rightarrow \infty$ и согласно (5), (10)

$$p_1 v / \theta = f_s(\sigma) = \lim_{m \rightarrow \infty} m (d \ln A_m / d\sigma)^{-1}. \quad (14)$$

Так как $\alpha_+ > \alpha_-$, то из (11')

$$\lim_{m \rightarrow \infty} \ln A_m = \text{const} + \ln g_0 - m \ln \alpha_- = -m \ln \alpha_-(\sigma) \quad (15)$$

Для шаров без притяжения $u_1 = 0$ и из (5)

$$p_1 / \theta = (d v / d\sigma)^{-1}. \quad (5')$$

Из (14), (15) и (5') получаем

$$d \ln \alpha_-(\sigma) / d\sigma = -d v / v d\sigma, \quad \alpha_-(\sigma) = \alpha_0 / v_s(\sigma), \quad (16)$$

где $v_s(\sigma)$ — удельный объем шаров как функция конфигурационной энтропии, α_0 — постоянная интегрирования. При определении $\alpha_+(\sigma)$ воспользуемся тем, что для плотного вещества полное число молекул в первом координационном слое z слабо зависит от внешних условий. Полагая это число постоянным, из (12) из (13) получим

$$z = (\omega_+ - \omega_-) g_0 v^{-1}, \quad \alpha_+ = \alpha_- + z / g_0. \quad (17)$$

Теперь найдем постоянную α_0 . Для этого рассмотрим основное состояние системы, когда $\theta = 0$ и $p = 0$. В этом состоянии координационный слой (12) вырождается в координационную сферу с радиусом r_0 , содержащую $z = 12$ молекул, при этом удельный объем равен $v_0 = r_0^3 / \sqrt{2}$ (см. [4], § 49).

Согласно (12) и (17), $g_0 \rightarrow \infty$, $\omega_- \rightarrow \omega_+ \rightarrow \omega_0$

$$g(\omega) = z v \delta(\omega - \omega_0). \quad (12'')$$

Из (12''), (8') и (1) находим удельную энергию в основном состоянии:

$$u_{10} = -z \varepsilon_0 / 2.$$

С другой стороны, при $g_0 \rightarrow \infty$ удельный объем в сопутствующей модели твердых шаров стремится к своему минимальному значению:

$$v_{s0} = \alpha_0^3 / \sqrt{2},$$

где α_0 — диаметр шара. Полагая в (17), (11') $g_0 \rightarrow \infty$, в (16) $v_s = v_{s0}$, а в (10) $v = v_0$ и $u_1 = -z \varepsilon_0 / 2$, будем иметь

$$\alpha_0 = \frac{\omega_0 v_{s0}}{v_0} = \frac{(4\pi/3) r_0^3}{r_0^3 / \sqrt{2}} \cdot \frac{\alpha_0^3}{\sqrt{2}} = \frac{4}{3} \pi \alpha_0^3, \quad (18)$$

а из (16) найдем

$$\alpha_-(\sigma) = \frac{\omega_0 v_{s0}}{v_0 v_s(\sigma)}. \quad (18')$$

Функция $g_0(x)$ определяется уравнением состояния твердых шаров из теоремы вирнала (2) (см. [1], гл. V, § 5).

В наших обозначениях

$$g_0(\sigma) = 3(2\pi a_0^3)^{-1} f_s(\sigma) \tau_s(\sigma) = 2f_s(\sigma)/z - (\sigma). \quad (19)$$

Удобен пользоваться безразмерными величинами, фиксируя закон соответственных состояний:

$$u = u_1/\varepsilon_0, \quad T = \theta/\varepsilon_0, \quad \rho = v_0/v, \quad p = v_0 p_1/\varepsilon_0. \quad (20)$$

За единицу объема в моделирующей системе твердых шаров выберем объем наиплотнейшей упаковки: $\tau_{s0} = a_0^3/\sqrt{2}$, тогда

$$v_s(\sigma) \equiv v_{s0} \gamma(\sigma). \quad (21)$$

При этих обозначениях из (10), (11'), (16)–(21) находим

$$u(\rho, \sigma) = a_m(\sigma) \rho^m - a_n(\sigma) \rho^n, \quad (10')$$

$$a_m(\sigma) = \frac{n f_s(\sigma) \gamma(\sigma)}{|m-n|(m-1)} \left[1 - \left(1 + \frac{z}{2f_s} \right)^{1-m} \right], \quad (22)$$

a_n получается перестановкой m и n .

Формулы (10') и (22) интересны в том отношении, что в них в явном виде выделено влияние коллективных свойств геометрического происхождения (они определяют зависимость f_s и γ от конфигурационной энтропии) и влияние индивидуальных свойств вещества (т. е. вида взаимодействия), которые определяют конкретный вид коэффициентов $a_m(f_s, \gamma)$ и зависимость от плотности ρ .

Так как $u(\rho, \sigma)$ является термодинамическим потенциалом, то, согласно (5), могут быть найдены давление, температура и теплоемкость:

$$p = \rho^2 (\partial u / \partial \rho)_\sigma, \quad T = (\partial u / \partial \sigma)_\rho, \quad T/c_v = (\partial^2 u / \partial \sigma^2)_\rho. \quad (5'')$$

Таким образом, термодинамические свойства реальной системы могут быть рассчитаны, если известно уравнение состояния для моделирующей системы твердых шаров, или согласно (5') и определению (14), зависимость их удельного объема от конфигурационной энтропии.

4. Поскольку рассматривается плотное вещество, исследуем поведение твердых шаров вблизи состояния наиплотнейшей упаковки. Тогда сфера, проходящая через центр первого координационного слоя, ограничивает удельный объем, или

$$(\omega_+ + \omega_-)/2 = \alpha v, \quad (23)$$

где $\alpha = (\alpha_+ + \alpha_-)/2 = \text{const}$ и зависит от типа решетки плотно упакованных шаров. Комбинируя (16), (17), (19) и определяя α из условия $f_s \rightarrow \infty$ при $v_s \rightarrow \tau_{s0}$, получим уравнение состояния твердых шаров:

$$f_s \equiv \frac{p_{is} v_s}{\theta} = \frac{z}{4} \cdot \frac{1}{(u_s/\tau_{s0}) - 1} \quad (24)$$

(индексом s отмечены величины, относящиеся к шарам). Ячеечная модель ([4], гл. 8), а также строгий геометрический анализ конфигурационного интеграла выполненный в [5] (радиальная функция при этом не исследовалась), дают

$$f_s = \frac{d}{(u_s/v_{s0}) - 1}, \quad (25)$$

где d — размерность пространства.

Результаты (24) и (25) совпадают, когда $d = 3$, $z = 12$. Этим показано, что для плотной системы твердых шаров первый координационный слой действительно имеет форму (12). Заметим также, что и при малой плотности, $\tau_s \gg v_{s0}$, (24) дает для второго вириального коэффициента значение $3v_{s0} = 3a_0^3/\sqrt{2}$, близкое к точному значению $2\pi a_0^3/3$. Эти результаты свидетельствуют в пользу выбора простейшего формфактора для (12).

Из (5'), (24) и (21) находим ($z = 12$)

$$\tau_s \frac{d\sigma}{dv_s} = \gamma \frac{d\sigma}{d\gamma} = \frac{3}{\gamma - 1}. \quad (24')$$

откуда

$$\gamma(\sigma) = (1 - e^{\sigma/3})^{-1}, \quad f_s(\sigma) = 3(e^{-\sigma/3} - 1). \quad (26)$$

Подставляя, наконец, (26) в (22), получим зависимость $a_m(\sigma)$ в явном виде;

$$a_m(\sigma) = \frac{3n}{|m-n|(m-1)} \frac{(1+\varepsilon)^{m-1} - (1-\varepsilon)^{m-1}}{\varepsilon(1-\varepsilon^2)^{m-1}}, \quad \varepsilon = e^{\sigma/3}. \quad (22')$$

Отсюда, согласно (10') и (5''), находим уравнение состояния вещества в параметрической форме, где параметром является σ (или ε). Например, определив из (5'') $T = T(\rho, \varepsilon)$, а затем $\varepsilon = \varepsilon(\rho, T)$, можно найти $p(\rho, T)$ и $u(\rho, T)$: при этом приходится прибегать к численным методам. Однако ряд существенных результатов можно получить непосредственно. Ниже мы их перечислим, сравним с экспериментом и кратко обсудим.

5. **Теплоемкость основного состояния.** В основном состоянии $T = 0$, $p = 0$, откуда следует $\varepsilon = 1$, $\rho = 1$. Раскрывая неопределенности в формулах (5'') для T и T/c_v , получаем удельную конфигурационную теплоемкость в единицах постоянной Больцмана:

$$c_v = \begin{cases} \frac{3}{2}, & m < \infty, \\ 3, & m = \infty. \end{cases} \quad (27)$$

Результат согласуется с теоремой вириала, поскольку при $m < \infty$ энергия взаимодействия квадратична, а при $m = \infty$ линейна относительно смещения атомов (молекул) от их положения равновесия. В нашей схеме этот результат получается как следствие статистически-геометрических соотношений (12), (24) и (25). В дальнейшем ограничимся случаем $n = 2$, $m = 3$ (обычно $3 < m < 4$). Такой выбор m , при его реалистичности, обусловлен исключительно соображениями математической простоты. В этом случае из (22'), (10') и (5'') имеем:

$$u = 6\rho(2t^2 - 3t), \quad t = \rho(1 - \varepsilon^2), \quad (28)$$

$$p = 36\rho^2(t^2 - t), \quad (29)$$

$$T = 4(t - \rho)(4t^2 - 3t), \quad (30)$$

$$\frac{T}{c_v} = \frac{2}{3}T + \frac{16}{\rho}(t - \rho)^2(2t^2 - t). \quad (31)$$

Формулы для $n = 2$, $m = 4$ также находятся без труда. Здесь приводить их не будем.

2. **Линия Бойля.** На этой линии конфигурационное давление $p = 0$, т. е. $P = \rho T$. Из (29) $t = 1$, а из (30)

$$T = 4(1 - \rho). \quad (32)$$

Таким образом, линия Бойля — это прямая на плоскости (ρ, T) . Подобная линейная зависимость совсем недавно была обнаружена в опыте и получила название закона единичной сжимаемости, однако до сих пор не обоснована [6, 7]. Интерполяция опытных данных к $T = 0$, выполненная в [6], дает для $\rho|_{T=0}$ плотность кристаллического состояния при нулевом давлении в согласии с (32). Экспериментальное значение $T|_{\rho=0} = T_B$ (температура Бойля) равно 3, 4 [6], тогда как согласно (32) $T_B = 4, 0$.

Разумеется, для разреженного газа результаты, полученные с помощью предложенной схемы, не могут претендовать на высокую

точность. Скорее (32) следует рассматривать как теоретическое обоснование закона единичной сжимаемости для плотного вещества. Из (28) и (32) следует, что на линии Бойля ($\nu = 1$)

$$u = -6\rho, \quad \frac{1}{c_v} = \frac{2}{3} + \frac{4(1-\rho)}{\rho}. \quad (28')$$

Первое соотношение подтверждается тем опытным фактом, что вдали от двухфазной области на плоскости (ρ, T) , где и проходит линия Бойля, энергия в основном линейно зависит от плотности даже при больших ее значениях, где вириальное разложение теряет силу. Теплоемкость c_v при этом монотонно возрастает с ростом плотности от

$$c_v = 0 \text{ при } \rho = 0 \text{ до } c_v = \frac{3}{2} \text{ при } \rho = 1 \text{ (т. е. при } T = 0).$$

Параметры критической точки. Окрестность критической точки может быть исследована аналитически благодаря тому, что здесь из-за большого численного множителя в (29) $|\nu - 1| \ll 1$. Поэтому положим $\nu = 1 + \tau$ и линеаризуем (28)–(30) относительно τ , считая $|\tau| \ll 1$:

$$u = -6\rho + 6\rho\tau, \quad (28'')$$

$$p = 36\rho^2\tau, \quad (29')$$

$$\tau = \frac{T - 4(1-\rho)}{4 + 20(1-\rho)}. \quad (30')$$

Подставляя (30') в (29'), получим для плотности кубическое уравнение

$$36\rho^3 + 4(T-9)\rho^2 + (5P+6T)\rho - 6P = 0 \quad (33)$$

($P = p + \rho T$ — полное давление), из которого обычным образом следуют уравнения критических параметров:

$$\rho_c = \frac{1}{3} - \frac{T_c}{27}, \quad P_c = 6\rho_c^3, \quad 108\rho_c^2 = 6T_c + 5P_c. \quad (34)$$

Корни этой системы приближенно равны:

$$\rho_c \cong 0,3, \quad T_c \cong 1,3, \quad P_c \cong 0,12, \quad P_c/\rho_c T_c = 0,31. \quad (35)$$

Подставляя ρ_c и T_c из (35) в (30'), находим $\tau \cong -0,05$, что оправдывает линеаризацию (28)–(30).

С той же степенью точности, согласно (9), для единицы объема имеем

$$\tau_0 = r_0^3/\sqrt{2} = 3a^3/2\sqrt{2} \cong 1,06a^3 \cong a^3. \quad (9)$$

т. е. $\rho = \frac{1}{c^*}$ (в обозначениях [4]). Экспериментальные величины соответствующих критических параметров равны (см. [4], табл. 18):

$$\rho_c^* = 0,32, \quad T_c^* = 1,28, \quad P_c^* = 0,12, \quad P_c^*/\rho_c^* T_c^* = 0,29. \quad (35')$$

Сравнение (35) и (35') свидетельствует о количественном совпадении результатов теории и эксперимента. Во всяком случае предлагаемая теория гораздо лучше соответствует действительности, чем наиболее родственные ей решеточные теории (см. [4], табл. 18).

Численный расчет всех равновесных свойств простого вещества, естественно, выходит за рамки настоящей статьи. Однако уже полученные результаты приводят к нижеследующему заключению.

Предложенный метод геометрического моделирования ближнего порядка, основанный на независимости его головных структурных параметров от вида взаимодействия, дает удовлетворительное описание по крайней мере тех равновесных свойств плотного вещества,

которые определяются первыми производными термодинамического потенциала по термическим переменным — энтропии, или температуре. Вторые производные (при постоянной — энтропии, или температуре. теплоемкость c_v , определяются флуктуациями энергии (или энтропии), т. е. не столько самими структурными параметрами, сколько их флуктуациями, которые в предлагаемой схеме явно не учитываются. Поэтому исследование калорических свойств, по крайней мере в критической области, требует специального рассмотрения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фишер И. З. Статистическая теория жидкостей. Физматгиз, М., 1961.
2. Покровский В. Л. УФН, вып. 1, 1968.
3. Bernal J. D., King S. V. Rev. Roumaine phys., 11, № 9 и 10, 783, 1966.
4. Хилл Т. Статистическая механика. ИЛ, М., 1960.
5. Salzburg, Wood. Journ. chem. phys., 37, 798, 1962.
6. Holleran E. M. Journ. Chem. Phys. 47, № 12, 5318, 1967.
7. Holleran E. M. Journ. Chem. Phys., 49, № 1, 39, 1968;
8. Holleran E. M., Gerardi G. J. Journ. Phys. Chem., 73, № 3, 525, 1969; там же, стр. 529.

Университет дружбы народов
им. Патриса Лумумбы

Поступило 12. I 1971

Г. И. ГАРИБОВ, К. И. ЭФЕНДИЕВ

КОЛЕБАНИЯ ПЛАЗМЫ РАЗРЯДА В ПАРАХ РТУТИ И СМЕСИ РТУТИ С НЕОНОМ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

1. Газоразрядная плазма, помещенная в продольное магнитное поле, становится неустойчивой, если индукция последнего превышает некоторую критическую величину B_c [1]. Возникающие вследствие неустойчивости колебания приводят к усиленной диффузии плазмы поперек магнитных силовых линий. Если длины свободного пробега ионов и электронов меньше радиуса разрядной трубки (т. е. $\lambda_i, \lambda_e < a$), то причина усиленной диффузии плазмы хорошо объясняется теорией винтовой неустойчивости Кадомцева и Недоспасова. В их работе [2] показано, что при полях $B \gg B_c$ диффузионный положительный столб становится неустойчивым по отношению к винтовому искривлению. Выводы теории [2] получили экспериментальное подтверждение в ряде работ, в частности в [3, 4]. В настоящее время продолжают исследования явления винтовой неустойчивости в смесях газов [5—7].



Рис. 1. Схема разрядной трубки (размеры в см): 1—жидкий ртутный катод; 2—молибденовый фиксатор; 3—игнайтер из карбида кремния; 4—дежурный анод; 5—рабочий анод; 6—цилиндрические, 7—стеночные, 8—осевой цилиндрический зонды.

Неустойчивость разрядной плазмы в условиях, когда $\lambda_i < a$, мало изучена [8]. Как показано в [9], при низких давлениях в плазме возможно возбуждение неустойчивости дрейфового типа. Настоящая статья посвящена изучению неустойчивости плазмы разряда в парах ртути в режиме свободного падения ионов на стенку разрядной трубки. Приводятся также результаты исследования неустойчивости плазмы

смеси паров ртути с неоном. Данные опытов сравниваются с расчетными.

2. Опыты проводились в разрядной трубке Г-образной формы (рис. 1), катодная часть которой содержала жидкий ртутный катод и дежурный молибденовый анод. Здесь же была запаяна трубка длиной 50 см с внутренним диаметром 6 см, которая плавно сужалась. Внутренний диаметр узкой части в разных трубках изменялся от 2,0 до 3,2 см. Такая конструкция разрядной трубки была выбрана с целью свести к минимуму осевую асимметрию столба плазмы.

Разрядная трубка была снабжена электрическими зондами, служившими как для определения параметров плазмы, так и для обнаружения колебаний, спектр которых изучался с помощью спектраллизатора типа С4-8. Магнитное поле создавалось соленоидом длиной 60 см на узком участке трубки в области зондов. Все зонды находились в однородной части магнитного поля. Давление насыщенных паров ртути задавалось температурой водяной бани, в которую погружали часть трубки, содержащую жидкий ртутный катод. Во всех опытах температура водяной бани поддерживалась ниже температуры любого участка разрядной трубки. Опыты в чистых парах ртути проводились при непрерывной откачке системы ртутным диффузионным насосом. Давление насыщенных паров ртути изменялось в диапазоне $1,85 \cdot 10^{-4}$ — $3,3 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст.

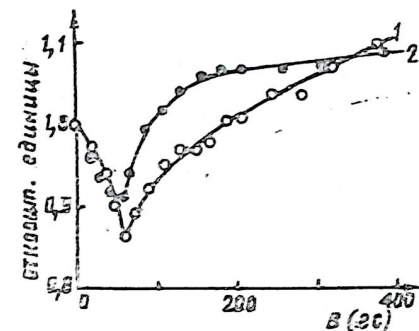


Рис. 2. Зависимость отношения $j_w(B)/j_w(0)$ (кривая 1) и $E_z(B)/E_z(0)$ (кривая 2) от индукции магнитного поля, где $j_w(B)$, $E_z(B)$ —плотность ионного тока на стенку и градиент электрического поля при $B \neq 0$, а $j_w(0)$, $E_z(0)$ —соответствующие величины при $B=0$.

Парциальное давление неона в смеси Hg—Ne изменялось от 0,007 до 0,1 мм рт. ст. и определялось компрессионным манометром. Приведенные ниже результаты получены при силе тока в трубке 500 мА.

3. На рис. 2 представлены зависимости плотности ионного тока на стенку разрядной трубки j_w и градиента продольного электрического поля E_z от индукции магнитного поля B , наложенного на столб плазмы. Как видно, с ростом B величина j_w , характеризующая потерю зарядов на стенках разрядной трубки, и значения градиента E_z , необходимое для поддержания числа заряженных частиц в столбе плазмы на стационарном уровне, вначале, монотонно уменьшаются. Начиная с $B_c = 55$ Гс, уход частиц к стенкам растет с полем. Поведение плазмы при этом характеризуется неустойчивостью. При магнитных полях, соответствующих минимуму в зависимостях $j_w(B)$ и $E_z(B)$, в спектре колебаний плазмы появляются регулярные колебания.

Для примера на рис. 3 показаны спектры колебаний плотности плазмы при $p = 6,33 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. Крайние выбросы на снимках представляют собой калибровочные метки прибора с частотой 0 и 200 кГц, соответственно. Как видно, в отсутствие магнитного поля в спектре наблюдаются шумы в интервале ~ 50 —150 кГц. При $B_c = 48$ Гс появляются регулярные колебания, связанные с переходом плазмы в состояние неустойчивости, частотой $f_c = 33$ кГц. Значения частоты колебаний, определенные в точке $B = B_c$ в зависимости от давления насыщенных паров ртути, приведены в таблице. Как видно, частота f_c слабо зависит от p . Следует отметить, что регулярные колебания существуют в узком интервале изменения магнитного поля в закри-

$p \cdot 10^4$, мм рт. ст.	1,85	2,95	6,33	8,46	10	14,4	18,7	94,1	97,9	33,7
f_c , кГц	42,4	35,5	33	33,8	38,4	40,8	37,4	34	37,4	40,8

тической области. Так, например, при давлении $p = 3,37 \cdot 10^{-3}$ мм. рт. ст. возникающие при поле $E_c = 124$ гс колебания частотой $f_c = 40,8$ кГц пропадают на фоне возрастающего уровня шумов при поле $B \approx 146$ гс. Как показали опыты, в закритической области при $B > B_c$ частота регулярных колебаний практически не зависит от величины магнитной индукции.

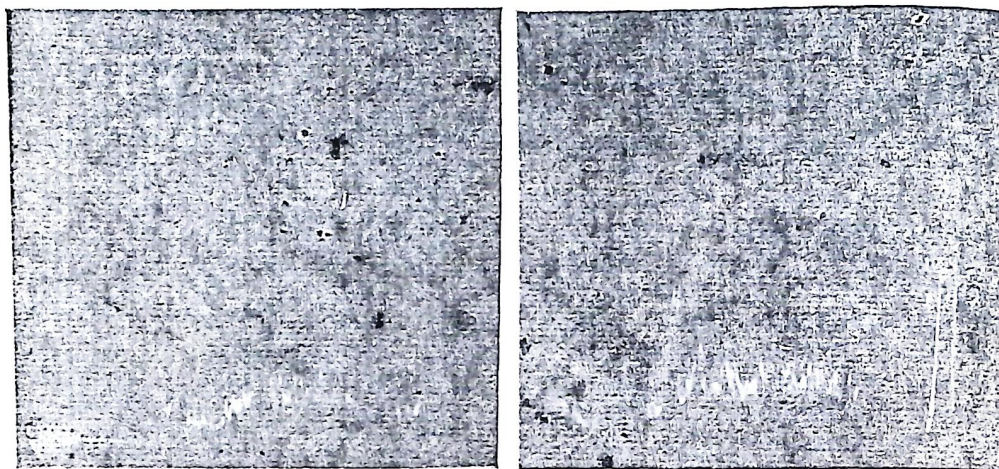


Рис. 3. Фотографии спектров колебаний осевого зонда при $V_3 = -140$ в, $P = 6,33 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст., $a-b=0$, $b-v=43$ гс.

Критические значения магнитного поля B_c , определенные по возникновению регулярных колебаний, в зависимости от давления паров ртути P_0 , приведенного к 0°C , показаны на рис. 4. Сплошной линией обозначена соответствующая теоретическая зависимость, рассчитанная в [10] согласно выводам теории винтовой неустойчивости [2]. Из рисунка видно, что хорошее согласие экспериментальных результатов с теоретической зависимостью наблюдается при давлениях $p_0 > 9 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. При более низких давлениях ($p_0 < 9 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.) имеется значительное расхождение теории с экспериментом. Причина этого, по-видимому, обусловлена факторами, связанными с инерцией ионов, которые не учитывались в работах [2, 10].

Теоретическое рассмотрение неустойчивости слабо ионизованной разрядной плазмы с учетом инерции ионов показывает [9, 11, 12], что при низких давлениях возможна раскачка дрейфовых волн, фазовая скорость которых порядка скорости ионного звука:

$$v_\phi \sim \sqrt{\frac{T_e}{M}},$$

где T_e — электронная температура, M — масса иона. Частота раскачиваемых при неустойчивости колебаний имеет порядок частоты ионного звука:

$$a \sim \frac{1}{a} \sqrt{\frac{T_e}{M}}. \quad (1)$$

Здесь a — радиус разрядной трубки. В наших условиях, когда $a = 1$ см,

$T_e = 3 \cdot 10^4$ К и $M = 200$ ат. ед., из выражения (1) для частоты колебаний получаем значение $f = \frac{\omega}{2\pi} \sim \frac{1}{2\pi a} \sqrt{\frac{T_e}{M}} \approx 18$ кГц, которое по порядку величины согласуется со значениями частоты, наблюдаемыми в наших опытах. Следовательно, можно предположить, что при низких давлениях развивается неустойчивость, связанная с инерцией ионов.

4. Когда в зажженную разрядную трубку с парами ртути впускается неон, то в первый момент времени вся разрядная трубка окрашивается в красный цвет. По истечении нескольких секунд красное свечение („неоновое“ свечение) отделяется от ртутного катода и постепенно отходит в сторону анода. При этом образуется четкая граница красного свечения с голубым („ртутным“) свечением. Измерения, проведенные при помощи спектроанализатора в цепи заземленного анода и зондов, показали, что если зонд, с которого снимается

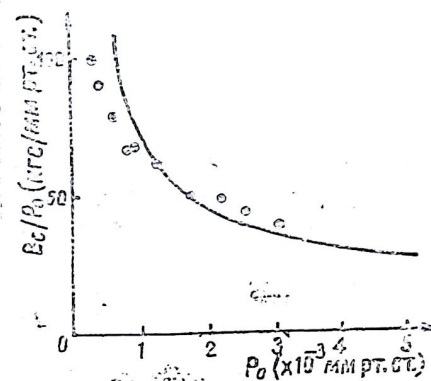


Рис. 4. Зависимость критического значения магнитного поля B_c от приведенного к 0°C давления паров ртути P_0 . Сплошная линия — теоретические результаты [10].

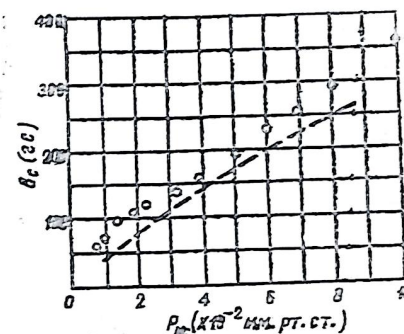


Рис. 5. Зависимость критического значения магнитного поля B_c от парциального давления неона при фиксированном давлении паров ртути в смеси Hg—Ne ($P_{\text{Hg}} = 3,46 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.). Пунктирная кривая — расчетные данные.

сигнал, находится в области „неонового“ сечения, то обнаруживаются бегущие страты частотой порядка нескольких кГц. Как показали измерения, значение электронной температуры T_e , измеренное цилиндрическими зондами в области „неонового“ сечения, значительно превышает T_e , измеренное в области „ртутного“ сечения. На основе этого можно сделать предположение, что у границы раздела красного и голубого свечения происходит скачок электронной температуры, который обуславливает возникновение бегущих страт [13, 14]. Последние распространяются в области, где происходит преимущественная ионизация и возбуждение атомов неона.

Стационарное состояние свечения столба устанавливалось через $\sim 10-30$ минут (в зависимости от парциального давления неона в смеси) после впуска неона в разрядную трубку. При этом свечение плазмы вдоль трубки имело ровный голубой цвет, несколько ярче, чем в чистых парах ртути. Измерения характеристик плазмы (T_e и E_z), а также спектра ее колебаний начинались после установления стационарного свечения столба разряда.

В стационарном состоянии свечения столба разряда в отсутствие магнитного поля бегущие страты отсутствовали. Они не возникали и

при наложении на столб плазмы магнитного поля. Если значение последнего достигало критической величины B_c , то в спектре появлялись регулярные колебания, связанные с переходом плазмы в состояние неустойчивости. Частота этих колебаний слабо зависит от парциального давления неона и составляет $\sim 30-40$ кГц. Значения B_c в зависимости от парциального давления неона p_{Ne} в смеси при $p_{Hg} = 8,46 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. приведены на рис. 5. Как видно, с ростом плотности неона в смеси величина критического поля B_c для возникновения неустойчивости возрастает.

Полагая, что неустойчивость в данном случае вызвана винтовым искривлением плазменного столба, согласно теории винтовой неустойчивости [2] была рассчитана зависимость B_c от парциального давления неона в смеси. Полученные результаты для $p_{Hg} = 8,46 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. на рис. 5 обозначены пунктирной линией. При этом предполагалось, что ионизация происходит в парах ртути и образующиеся заряды движутся в неоне. Значение коэффициента подвижности ионов ртути, движущихся в неоне, взято из [15], а коэффициент подвижности электрона в неоне из [16]. В расчетах использованы экспериментальные значения электронной температуры T_e и градиента продольного электрического поля E_z . Бралась E_z , измеренные при критическом значении магнитного поля, влияние которого на электронную температуру не учитывалось.

Как видно из рис. 5, расчетная зависимость близка к экспериментально полученной. Таким образом, теория [2] правильно описывает явления неустойчивости, наблюдаемой в плазме смеси паров ртути с неоном.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность проф. А. В. Недоспасову за ценные указания и обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lehnert B. Proceeding of the Second Intern. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy (United Nations, Geneva, 1958), v. 32, p. 349.
2. Kadomtsev B. B., Nedospasov A. V. J. Nucl. Energy, C 1, 239, 1960.
3. Paulikas A., Pyle R. V. Phys. Fluids, 5, 348, 1962.
4. Ахмедов А. Р., Зайцев А. А. ЖТФ. 33, 1963, 177.
5. Недоспасов А. В., Эфендиев К. И., Гарибов Г. И. „Теплофизика высоких температур“, 9, 1971, 22.
6. Эфендиев К. И., Дашдамиров К. М., Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-тех. и матем. наук, 1967, № 2, 97.
7. Эфендиев К. И., Гарибов Г. И., Дашдамиров К. М. „Уч. зап. АГУ, серия физ.-матем. науки“, 1967, № 2, 61.
8. Арцимович Л. Л., Недоспасов А. В., Соболев С. С. Ядерный синтез, 4, 125, 1964.
9. Кадомцев Б. Б. Турбулентность плазмы. В сб. „Вопросы теории плазмы“, вып. 4. Атомиздат, 1964.
10. Вдовин В. Л., Недоспасов А. В. ЖТФ, 32, 1962, 817.
11. Тимофеев А. В. „ДАН СССР“, 152, 1963, 84.
12. Владимиров В. В. ЖЭТФ, 48, 1965, 175.
13. Клярфельд Б. Н. ЖЭТФ, 22, 1952, 66.
14. Недоспасов А. В. УФН, 94, 1968, 439.
15. Браун С. С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. Госатомиздат, М., 1961.
16. Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах „Мир“, М., 1967.

Г. И. Гарибов, Г. И. Эфендиев

Чивә бухары вә чивә илә неон гарышығы плазмасы
рәгсләринин узунуна магнит сәһәсиндә тәдгиги

ХҮЛАСӘ

Тәдгигатда чивә бухары вә чивә илә неон гарышығы плазмасынын узунуна магнит сәһәсиндәки дајаныгсызлыгы вә онунла әләгәдар олан рәгсләр өјрәнилмишдир. Ајдынлашдырылмышдыр ки, магнит сәһәси индуксијасынын бөһран гијмәтиндән башлајараг (B_c), плазманын газ бошалмасы диварларына диффузијасы артыр. Магнит сәһәсинин $B=B_c$ гијмәтиндә плазмада дискрет спектрә малик рәгсләр мејдана чыхыр. Һәмин рәгсләрин тезлији чивә бухарынын тәзјигиндән нисбәтән зәиф асылыдыр вә тәзјиг $1,85 \cdot 10^{-4} - 3,37 \cdot 10^{-3}$ мм чивә сүтуну интервалында $30-40$ кГц арасындадыр. Магнит сәһәсинин индуксијасы онун бөһран гијмәтиндән хејли артыт олдугда плазмада мүнтәзәм рәгсләр хаотик рәгсләр фонунда итир. Тәзјигдән асылы олараг магнит сәһәсинин бөһран гијмәтләри тәјин едилмишдир. Тәчрүби гијмәтләр ујғун нәзәријәләрин нәтичәләр илә мұгајисә олунмушдур.

Мүәјјәнләшдирилмишдир ки, чивә бухары илә неон гарышығы плазмасынын дајаныгсызлыг Һалына кечән анда әмәлә кәлән мүнтәзәм рәгсләринин тезликләри неонун гарышыгдакы парсиал тәзјигиндән зәиф асылы олуб, тәмиз чивә бухары плазмасында олдуғу кими, $30-40$ кГц гијмәтинә маликдир. Магнит сәһәсинин бөһран гијмәти B_c неонун гарышыгдакы тәзјигинин јүксәлмәси илә артыр. Мәлум олунмушдур ки, B_c -нин винтвары дајаныгсызлыг нәзәријәсинә әсасән һесаблинмыш гијмәтләри тәчрүби нәтичәләрлә ујғунлуг тәшкил едир.

И. И. ГУСЕЙНОВ

К АНАЛИТИЧЕСКОМУ ВЫЧИСЛЕНИЮ ДВУХЦЕНТРОВЫХ ИНТЕГРАЛОВ И ТРЕХЦЕНТРОВЫХ ИНТЕГРАЛОВ ПРИТЯЖЕНИЯ К ЯДРУ С ОРБИТАЛЯМИ СЛЕЙТЕРОВСКОГО ТИПА

В работах [1—3] нами были получены аналитические формулы для всех одно- и двухэлектронных двухцентровых интегралов и трехцентровых интегралов притяжения к ядру с атомными орбиталями слейтеровского типа в системах координат $x_a y_a z_a$ и $x_b y_b z_b$, центрированных в ядрах a и b , соответственно (рисунок). При молекулярных расчетах возникает необходимость преобразования этих интегралов, заданных в системах координат $x_a y_a z_a$ и $x_b y_b z_b$, к новым системам $x_a y_a z_a$ и $x_b y_b z_b$, которые могут быть получены из старых при поворотах вокруг начала соответствующих систем координат, характеризующихся тремя углами Эйлера. Решению этой задачи и посвящена данная статья.

Известно, что в расчетах молекул пользуются общей для всей молекулы декартовой системой координат $x y z$, в которой производится вычисление многоцентровых интегралов. При этом вводятся следующие два типа дополнительных координатных систем, начала которых находятся в точках a и b :

1) системы координат $x_a y_a z_a$ и $x_b y_b z_b$, оси которых параллельны осям основной системы $x y z$;

2) системы координат $x'_a y'_a z'_a$ и $x'_b y'_b z'_b$, оси z которых направлены навстречу друг другу; оси x и y последних систем являются параллельными.

Будем отсчитывать углы поворота против хода часовой стрелки. Тогда переход от систем координат $x_a y_a z_a$ и $x_b y_b z_b$ к системам $x'_a y'_a z'_a$ и $x'_b y'_b z'_b$ может быть выполнен посредством трех последовательных поворотов на углы Эйлера α , β и γ вокруг соответствующих центров (так как $x_b y_b z_b$ является левой системой координат, то при преобразовании системы координат $x_b y_b z_b$ вместо полярного угла θ_b

надо брать $\pi - \theta_b$): а) вращением на угол α ($0 \leq \alpha \leq 2\pi$) вокруг оси z ; б) вращением на угол β ($0 \leq \beta \leq \pi$) вокруг новой оси y ; в) вращением на угол γ ($0 \leq \gamma \leq 2\pi$) вокруг новой оси z .

Перейдем к определению законов преобразования слейтеровских атомных орбиталей. Используя известные формулы преобразования комплексных сферических функций при переходе от системы $x y z$ к новой системе $x' y' z'$ с помощью углов Эйлера [4], легко можно установить для закона преобразования угловой части атомных орбиталей—вещественных сферических гармоник S_{lm} —следующее:

$$S_{lm}(\theta, \varphi) = \sum_{i=\pm} \sum_{\sigma=-l}^l D_{i,m\sigma}^l(\alpha \beta \gamma) S_{l,|i|}(\theta', \varphi'), \quad (1)$$

$$D_{i,m\sigma}^l(\alpha \beta \gamma) = \left(\frac{1 + \delta_{\sigma 0}}{1 + \delta_{m 0}} \right)^{1/2} d_{|m|\sigma}^l(\cos \beta) (-\varepsilon_{m\sigma})^{\delta_{i,-}} B_{lm}(|m| \alpha + \sigma \gamma), \quad (2)$$

где

$$d_{m\sigma}^l(t) = [(l+m)!(l-m)!(l+\sigma)!(l-\sigma)!]^{1/2} \times \\ \times \sum_{s=0}^{\infty} \frac{(-1)^s \left(\frac{1-t}{2} \right)^{s-\frac{m}{2}+\frac{\sigma}{2}} \left(\frac{1+t}{2} \right)^{l+\frac{m}{2}-\frac{\sigma}{2}-s}}{s!(l-\sigma-s)!(s+\sigma-m)!(l+m-s)!}, \\ m \geq 0, \sigma \geq 0.$$

При отрицательных значениях нижних индексов последние коэффициенты могут быть найдены из соотношений

$$d_{m\sigma}^l(t) = d_{-m,-\sigma}^l(t) = (-1)^{l+m+\sigma}, \\ d_{m,-\sigma}^l(-t) = (-1)^{l+m+\sigma} d_{-m,\sigma}^l(-t). \quad (4)$$

В выражении (2) $\varepsilon_{m\sigma} = \pm 1$ знак перед единицей определяется произведением знаков m и σ (знак нуля считается положительным) и

$$B_{lm}(|m| \alpha + \sigma \gamma) = \begin{cases} \cos(|m| \alpha + \sigma \gamma) & \text{при } im \geq 0, \\ \sin(|m| \alpha + \sigma \gamma) & \text{при } im < 0. \end{cases} \quad (5)$$

Здесь полагаем, что символ знака i может действовать лишь на знак квантового числа m , т. е. $im = m$ при $i = +$ и $im = -m$ при $i = -$.

Используя условия ортогональности [4]:

$$\sum_{\sigma=-l}^l d_{m\sigma}^l(t) d_{m'\sigma}^l(t) = \delta_{mm'}, \quad \sum_{m=-l}^l d_{m\sigma}^l(t) d_{m\sigma'}^l(t) = \delta_{\sigma\sigma'}, \quad (6)$$

находим обратное преобразование выражения (1), которое запишем в виде:

$$S_{lm}(\theta', \varphi') = \sum_{i=\pm} \sum_{\sigma=-l}^l \bar{D}_{i,m\sigma}^l(\alpha \beta \gamma) S_{l,|i|}(\theta, \varphi), \quad (7)$$

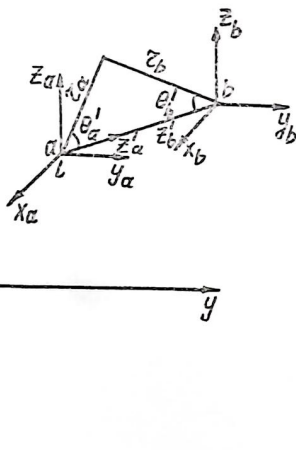
$$\bar{D}_{i,m\sigma}^l(\alpha \beta \gamma) = \left(\frac{1 + \delta_{\sigma 0}}{1 + \delta_{m 0}} \right)^{1/2} d_{|m|\sigma}^l(\cos \beta) (-\varepsilon_{m\sigma})^{\delta_{i,-}} B_{lm}(-|m| \gamma - \sigma \alpha). \quad (8)$$

Легко убедиться, что коэффициенты преобразования (2) и (8) удовлетворяют следующим условиям ортогональности:

$$\sum_{i=\pm} \sum_{\sigma=-l}^l D_{i,m\sigma}^l(\alpha \beta \gamma) [\bar{D}_{i',|i|\sigma'}^l(\alpha \beta \gamma) + \bar{D}_{i',|i|-\sigma'}^l(\alpha \beta \gamma)] = \delta_{m,i'|\sigma'|}, \quad (9)$$

$$\sum_{i=\pm} \sum_{\sigma=-l}^l \bar{D}_{i,m\sigma}^l(\alpha \beta \gamma) [D_{i',|i|\sigma'}^l(\alpha \beta \gamma) + D_{i',|i|-\sigma'}^l(\alpha \beta \gamma)] = \delta_{m,i'|\sigma'|}. \quad (10)$$

Рис. Системы координат.



Отметим, что если среди индексов m и σ возникает значение -0 , то соответствующие им коэффициенты $D_{l,m,\sigma}^l$ и $\bar{D}_{l,m,\sigma}^l$ надо приравнять к нулю.

Учитывая (1), получаем законы преобразования вещественных атомных орбиталей, центрированных в точках a и b , при поворотах на углы Эйлера в виде:

$$(n_a l_a m_a) = \sum_{i_a=\pm} \sum_{\sigma_a=-l_a}^{l_a} D_{i_a, m_a \sigma_a}^{l_a} (\alpha \beta \gamma) (n_a l_a, i_a | \sigma_a |), \quad (11)$$

$$(n_b l_b m_b) = \sum_{i_b=\pm} \sum_{\sigma_b=-l_b}^{l_b} (-1)^{l_b-\sigma_b} D_{i_b, m_b \sigma_b}^{l_b} (\alpha \beta \gamma) (n_b l_b, i_b | \sigma_b |). \quad (12)$$

Здесь $(n_k l_k m_k)$ и $(n_k l_k i_k | \sigma_k |)$ представляют собой атомные орбитали слейтеровского типа в системах координат $x_k y_k z_k$ и $x_k y_k z'_k$, соответственно ($k = a, b$).

Принимая во внимание (11) и (12), находим формулы преобразования одно- и двухэлектронных двухцентровых интегралов и трехцентровых интегралов притяжения к ядру: интегралы перекрывания

$$[(n_a l_a m_a) (n_b l_b m_b)] = \sum_{i_a=\pm} \sum_{\sigma_a=-l_a}^{l_a} D_{i_a, m_a \sigma_a}^{l_a} (\alpha \beta \gamma) \times \\ \times \sum_{i_b=\pm} \sum_{\sigma_b=-l_b}^{l_b} (-1)^{l_b-\sigma_b} D_{i_b, m_b \sigma_b}^{l_b} (\alpha \beta \gamma) [(n_a l_a i_a | \sigma_a |) (n_b l_b i_b | \sigma_b |)], \quad (13)$$

двухцентровые интегралы притяжения к ядру

$$\left[(n_a l_a m_a) \left| \frac{1}{r_b} \right| (n'_a l'_a m'_a) \right] = \sum_{i_a=\pm} \sum_{\sigma_a=-l_a}^{l_a} D_{i_a, m_a \sigma_a}^{l_a} (\alpha \beta \gamma) \times \\ \times \sum_{i'_a=\pm} \sum_{\sigma'_a=-l'_a}^{l'_a} D_{i'_a, m'_a \sigma'_a}^{l'_a} (\alpha \beta \gamma) \left[(n_a l_a i_a | \sigma_a |) \left| \frac{1}{r_b} \right| (n'_a l'_a i'_a | \sigma'_a |) \right], \quad (14)$$

кулоновские интегралы

$$\left[(n_a l_a m_a) (n'_a l'_a m'_a) \left| \frac{1}{r_{12}} \right| (n_b l_b m_b) (n'_b l'_b m'_b) \right] = \\ = \sum_{i_a=\pm} \sum_{\sigma_a=-l_a}^{l_a} D_{i_a, m_a \sigma_a}^{l_a} (\alpha \beta \gamma) \sum_{i'_a=\pm} \sum_{\sigma'_a=-l'_a}^{l'_a} D_{i'_a, m'_a \sigma'_a}^{l'_a} (\alpha \beta \gamma) \times \\ \times \sum_{i_b=\pm} \sum_{\sigma_b=-l_b}^{l_b} (-1)^{l_b-\sigma_b} D_{i_b, m_b \sigma_b}^{l_b} (\alpha \beta \gamma) \times \\ \times \sum_{i'_b=\pm} \sum_{\sigma'_b=-l'_b}^{l'_b} (-1)^{l'_b-\sigma'_b} D_{i'_b, m'_b \sigma'_b}^{l'_b} (\alpha \beta \gamma) \times \\ \times \left[(n_a l_a i_a | \sigma_a |) (n'_a l'_a i'_a | \sigma'_a |) \left| \frac{1}{r_{12}} \right| (n_b l_b i_b | \sigma_b |) (n'_b l'_b i'_b | \sigma'_b |) \right], \quad (15)$$

гибридные интегралы

$$\left[(n_a l_a m_a) (n'_a l'_a m'_a) \left| \frac{1}{r_{12}} \right| (n''_a l''_a m''_a) (n_b l_b m_b) \right] =$$

$$= \sum_{i_a=\pm} \sum_{\sigma_a=-l_a}^{l_a} D_{i_a, m_a \sigma_a}^{l_a} (\alpha \beta \gamma) \sum_{i'_a=\pm} \sum_{\sigma'_a=-l'_a}^{l'_a} D_{i'_a, m'_a \sigma'_a}^{l'_a} (\alpha \beta \gamma) \times \\ \times \sum_{i'_a=\pm} \sum_{\sigma'_a=-l'_a}^{l'_a} D_{i'_a, m'_a \sigma'_a}^{l'_a} (\alpha \beta \gamma) \sum_{i_b=\pm} \sum_{\sigma_b=-l_b}^{l_b} (-1)^{l_b-\sigma_b} D_{i_b, m_b \sigma_b}^{l_b} (\alpha \beta \gamma) \times \\ \times \left[(n_a l_a i_a | \sigma_a |) (n'_a l'_a i'_a | \sigma'_a |) \left| \frac{1}{r_{12}} \right| (n''_a l''_a i''_a | \sigma''_a |) (n_b l_b i_b | \sigma_b |) \right], \quad (16)$$

обменные интегралы

$$\left[(n_a l_a m_a) (n_b l_b m_b) \left| \frac{1}{r_{12}} \right| (n'_a l'_a m'_a) (n'_b l'_b m'_b) \right] = \\ = \sum_{i_a=\pm} \sum_{\sigma_a=-l_a}^{l_a} D_{i_a, m_a \sigma_a}^{l_a} (\alpha \beta \gamma) \sum_{i_b=\pm} \sum_{\sigma_b=-l_b}^{l_b} (-1)^{l_b-\sigma_b} D_{i_b, m_b \sigma_b}^{l_b} (\alpha \beta \gamma) \times \\ \times \sum_{i'_a=\pm} \sum_{\sigma'_a=-l'_a}^{l'_a} D_{i'_a, m'_a \sigma'_a}^{l'_a} (\alpha \beta \gamma) \sum_{i'_b=\pm} \sum_{\sigma'_b=-l'_b}^{l'_b} (-1)^{l'_b-\sigma'_b} D_{i'_b, m'_b \sigma'_b}^{l'_b} (\alpha \beta \gamma) \times \\ \times \left[(n_a l_a i_a | \sigma_a |) (n_b l_b i_b | \sigma_b |) \left| \frac{1}{r_{12}} \right| (n'_a l'_a i'_a | \sigma'_a |) (n'_b l'_b i'_b | \sigma'_b |) \right], \quad (17)$$

трехцентровые интегралы притяжения к ядру

$$\left[(n_a l_a m_a) \left| \frac{1}{r_{12}} \right| (n_b l_b m_b) \right] = \sum_{i_a=\pm} \sum_{\sigma_a=-l_a}^{l_a} D_{i_a, m_a \sigma_a}^{l_a} (\alpha \beta \gamma) \times \\ \times \sum_{i_b=\pm} \sum_{\sigma_b=-l_b}^{l_b} (-1)^{l_b-\sigma_b} D_{i_b, m_b \sigma_b}^{l_b} (\alpha \beta \gamma) \left[(n_a l_a i_a | \sigma_a |) \left| \frac{1}{r_{12}} \right| (n_b l_b i_b | \sigma_b |) \right]. \quad (18)$$

Аналитические выражения для интегралов, входящих в правые части формул (13), (14), (15), (16), (17) и (18), получены нами в указанных выше работах и могут быть найдены из формул (15), (21), (25) и (31) в [1], (21) в [3] и (2) в [2], соответственно.

Принимая во внимание символы Кронекера, возникающие при интегрировании по азимутальному углу ϕ' в интегралах перекрывания и двухцентровых интегралах притяжения к ядру [1], легко можно привести (13) и (14) к более простому виду:

$$[(n_a l_a m_a) (n_b l_b m_b)] = \\ = \sum_{i=\pm} \sum_{\sigma=-l}^l D_{i, m \sigma}^{l_a} (\alpha \beta \gamma) (-1)^{l_b-\sigma} D_{i, m \sigma}^{l_b} (\alpha \beta \gamma) [(n_a l_a \sigma) (n_b l_b \sigma)], \quad (13a)$$

$$\left[(n_a l_a m_a) \left| \frac{1}{r_b} \right| (n'_a l'_a m'_a) \right] = \\ = \sum_{i=\pm} \sum_{\sigma=-l}^l D_{i, m \sigma}^{l_a} (\alpha \beta \gamma) D_{i, m \sigma}^{l'_a} (\alpha \beta \gamma) \left[(n_a l_a \sigma) \left| \frac{1}{r_b} \right| (n'_a l'_a \sigma) \right]. \quad (14a)$$

В (13a) и (14a) l представляет собой число, равное меньшему из l_a , l_b или l'_a , l'_b , соответственно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Guseinov I. I. J. Phys. B: Atom. Mol., Phys., 3, 1399 (1970).
2. Гусейнов И. И. „Уч. зап. АГУ, серия физ.-матем. наук“, 1971.
3. Гусейнов И. И. „Уч. зап. АГУ, серия физ.-матем. наук“, 1971.
4. Edmonds A. R. Angular Momentum in Quantum Mechanics, CERN 55—26, Geneva, 1955.

Поступило 9. VI 1971

И. И. Гусейнов

Слейтер типли орбиталлардан асылы икимәркәзли
интегралларын вә үчмәркәзли нүвәјә чазибә интегралларынын
аналитик һесаблинамасы

ХУЛАСӘ

Тәдгигатда молекулларын электрон гурулушуну һесаблајаркән мејдана чыхан икимәркәзли интегралларын вә үчмәркәзли нүвәјә чазибә интегралларынын мұхтәлиф координат системләриндә аналитик ифадәләри арасындакы әләгә тапылмышдыр. Координат системләринин бир-биринә нисбәтән фәзада вәзијјәти Ејлер бучаглаы илә һа-
рактеризә едилмишдыр.

АЗӘРБАЈҶАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН ХӘБӘРЛӘРИ
Физика-техника вә ријазийјат елмләри серијасы, 1972, № 2

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР
Серия физико-технических и математических наук, 1972, № 2

О. Б. АБДИНОВ

КЛАСТЕРНАЯ СТРУКТУРА И НЕУПРУГИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БЫСТРЫХ ПРОТОНОВ С ЛЕГКИМ ЯДРОМ

В последние годы значительно повысился интерес к работам по изучению взаимодействий частиц высоких энергий с легкими ядрами (особенно с С, N, O). Интерес к этим исследованиям обусловлен, с одной стороны стремлением глубже взглянуть в механизм ядерных взаимодействий, а с другой—возможностью получить результаты для изучения вопроса о действии высокоэнергетической ионизирующей радиации на клетки живых тканей.

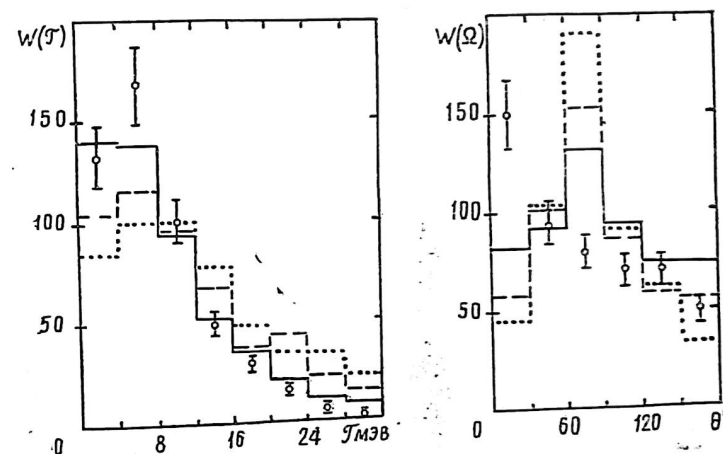


Рис. 1. Энергетическое и угловое распределение α -частиц, вылетевших из ядер C^{12} , облученных протонами с энергией 660 Мэв. Сплошная, пунктирная и точечная гистограмма—результат расчета соответственно для вариантов А, В, С, перечисленных в таблице. Экспериментальные точки взяты из работы [14].

На примере неупругих взаимодействий 660—мэвных протонов с ядрами углерода рассмотрена „каскадно-испарительная“ модель в легком ядре. „Каскадная“ стадия расчета была выполнена с учетом α -кластеров [1—5] и локального изменения плотности ядерной материи по мере развития каскадной лавины [9—11]. Распад сильно возбужденного ядра-остатка, образующегося после окончания каскадной

стадии взаимодействия, рассматривался по модели развала Ферми [5—8].

Были испробованы различные варианты расчета, учитывающие распределения α -кластеров как по радиусу ядра, так и по числу α -

Число α -кластеров в сферическом слое с радиусами r_1 — r_2 ; $\bar{n}_\alpha$ —среднее число вылетевших из ядра каскадных α -частиц ($\bar{n}_\alpha^{\text{экс}} = 0,15 \pm 0,02$ [12]), в скобках указано суммарное число каскадных и „распадных“ α -частиц; σ_{In} —сечение неупругих взаимодействий $P+C^{12}$ ($\sigma_{\text{In}}^{\text{экс}} = 227 \pm 12$ мб [15])

Вариант расчета r_1 — r_2 , 10^{-13} см	A	B	C
0—1,14	0,1	0	0,2
1,14—2,93	0,2	0,33	1,0
2,93—4,53	0,28	0,84	0,56
$\bar{n}_\alpha$	0,11(0,49)	0,27(0,65)	0,38(0,7)
σ_{In} (мб)	230	203	197
$N_\alpha^{\text{эфф}}$	3,0	3,30	3,5

$N_\alpha^{\text{эфф}}$ —эффективное число α -ассоциаций в ядре углерода.

ассоциаций в ядре. Как видно из сравнения результатов расчета, приведенных на рис. 1 и в таблице, наилучшее согласие с экспериментом получается, если число α -кластеров в ядре углерода оказывается

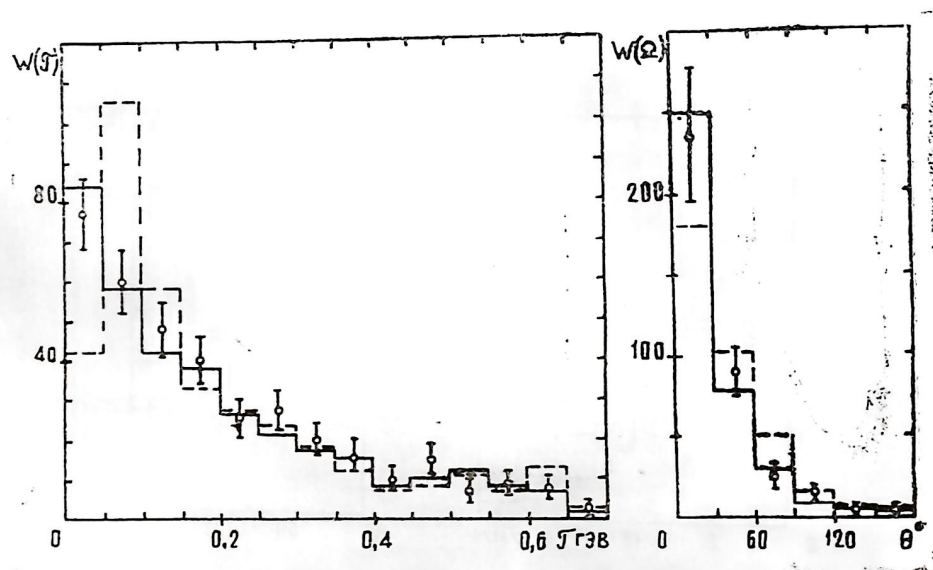


Рис. 2. Энергетическое и угловое распределение каскадных протонов. Сплошная гистограмма—расчет для варианта A данной работы; пунктир—расчет, не учитывающий локальное изменение ядерной плотности [5]. Экспериментальные точки взяты из работы [13].

равным $\sim 0,6$, что соответствует вероятности коагуляции нуклонов в α -кластеры $\sim 20\%$ (это совпадает с результатами работ [1—3,5], расположенных преимущественно на периферии ядра. Поэтому на рис. 2, 3 и в дальнейших расчетах будем считать распределение α -кластеров в ядре таким же, как и в варианте расчета A.

Как видно из таблицы, учет локального изменения ядерной плотности дает хорошие результаты для значений σ_{In} и средних чисел каскадных α -частиц. Доля высокоэнергетических α -частиц ($\tau \leq 32$ Мэв)

в расчете составляла $\sim 20\%$ от общего числа каскадных α -частиц, вместо 3—5% [1, 2, 5] при расчетах без изменения плотности. В эксперименте [12] доля высокоэнергетических α -частиц ($\tau \geq 32$ Мэв) составила $\sim 6\%$.

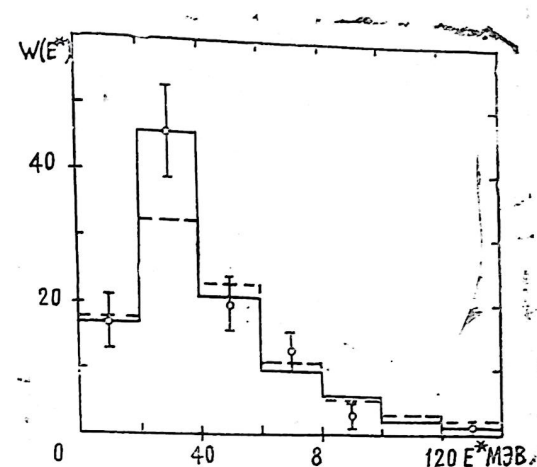


Рис. 3. Энергия возбуждения остаточных ядер, остающихся после каскадной стадии взаимодействия. Обозначения те же, что и на рис. 2.

Как видно из рис. 1, энергетические спектры α -частиц находятся в хорошем согласии с экспериментом, в то время как для угловых распределений α -частиц согласие значительно хуже. Можно думать, что расхождения в области малых углов обусловлены в основном примесью детектировавших при опыте [12, 14] ядер He^3 (как показал эксперимент [19], под малыми углами сечение выхода высокоэнергетических ядер He^3 почти на два порядка превосходит выход ядер He^4). С этой точки зрения представляет интерес сравнение экспериментальных данных высокоэнергетических α -частиц ($\tau \geq 32$ Мэв) с расчетами [4].

Расчетные данные, приведенные в таблице ($\bar{n}_\alpha$) и на рис. 2, 3, представлены точно при таких же условиях, что и в эксперименте [12, 13]. Как видно из рис. 2, 3, учет локального изменения ядерной плотности только улучшает согласие расчетных данных с экспериментом (если сравнить с расчетами из работ [15]). В таблице приведены расчетные значения $N_\alpha^{\text{эфф}}$ эффективного числа α -ассоциаций. Они очень близки к значениям 2,37, вычисленным в работе [17], но заметно меньше значения 7,22, полученного в работе [18], где были учтены все возможные конфигурации ядра, дающие вклад в α -ассоцирование. В эксперименте [19] верхняя оценка $N_\alpha^{\text{эфф}}$ составляла $4,0 \pm 0,9$.

Таким образом, описанная выше модель расчета может с успехом применяться для расчетов взаимодействий высокоэнергетических частиц с легкими ядрами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барашенков В. С., Абдинов О. Б. Acta Phys., Pol., B1, 65 (1970).
2. Абдинов О. Б. Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук, 4 (1970).
3. Абдинов О. Б., Барашенков В. С. Сообщение ОИЯИ. Р4—5479, Дубна, 1970.

4. Абдинов О. Б., Барашенков В. С. Препринт ОИЯИ, Р4—6000, Дубна, 1971.
5. Абдинов О. Б., Барашенков В. С. Препринт ОИЯИ, Р2—5023, Дубна, 1970.
6. Абдинов О. Б., Барашенков В. С. Сообщение ОИЯИ, Р2—4788, Дубна, 1970.
7. Абдинов О. Б. Депонированная публикация ОИЯИ, В2—4—5476, Дубна, 1970.
8. Абдинов О. Б. Депонированная публикация ОИЯИ, В1—2—5899, Дубна, 1971.
9. Барашенков В. С., Ильинов А. С., Тонеев В. Д. ЯФ, 13, 743 (1971).
10. Барашенков В. С., Ильинов А. С., Тонеев В. Д. Сообщение ОИЯИ, Е2—5282, Дубна, 1970.
11. Ильинов А. С. Депонированная публикация ОИЯИ, Б—1—4—5447, Дубна, 1970.
12. Жданов А. П., Федотов П. И. ЖЭТФ, 43, 835 (1962).
13. Жданов А. П., Федотов П. И. ЖЭТФ, 41, 1870 (1961).
14. Жданов П. И., Федотов П. И. ЖЭТФ, 37, 392, (1959).
15. Маскалев В. И., Гавриловский Б. В. „ДАН СССР“ 110, 972 (1956).
16. Комаров В. И., Косарев Г. Е., Савченко О. В. Сообщение ОИЯИ Р1—4227, Дубна, 1969.
17. Балашов В. В., Бояркина А. Н., Роттер И. Nucl. Phys. 59, 417, (1964).
18. Береги П., Зеленская Н. С., Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. Nucl. Phys. 66, 513 (1965).
19. Комаров В. И., Косарев Г. Е., Савченко О. В. ЯФ 11, 711 (1970)

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступило 27. VIII 1971

О. Б. Абдинов

Кластер гурулушу вэ сүр'этли протанларын јүнкүл нүвэлэрлэ
гејри-эластики гаршылыгы тэ'сири

ХУЛАСЭ

Тэдгигатда јүнкүл нүвэдэ „каскад-бухарланма“ моделинэ бахылмышдыр. Дахили нүвэ каскад несабланмасында α -кластерлэр, нүвэ-сыхлыгынын локал дэјишилмэси, мезондоғуран просеслэр вэ нүвэ сэрһэддинин диффузлуғу нэзэрэ алынмышдыр. „Бухарланма“ несабланмасы Ферминин „вчейскир“ модели үзрэ апарылмышдыр.

АЗЕРБАЙДЖАН ССР ЕЛМЛЭР АКАДЕМИЈАСЫНЫН ХЭБЭРЛЭРИ
Физика-техника вэ ријазийат елмлэри серијасы, 1972, № 2

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР
Серия физико-технических и математических наук, 1972, № 2

Э. О. ДЖАФАРОВ, О. А. ГОЛИКОВА, Л. С. СТИЛЬБАНС

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ КАРБИДОВ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ IV ГРУППЫ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

В связи с расширением работ по термоэлектрической энергетике в направлении поиска и исследования высокотемпературных термоэлектрических материалов встал вопрос о выяснении возможностей применения в этой области карбидов как материалов для ветвей термоэлемента или для коммутаций. С этой целью необходимо было провести комплексное исследование. Нами были измерены электропроводность, термо-э. д. с. [1, 2] и выяснены тепловые свойства карбидов переходных металлов IV группы. Сведения о тепловых свойствах карбидов таких металлов при комнатной температуре немногочисленны [3, 4, 5], а в области $T > 300^\circ \text{K}$ измерены лишь авторами [6, 7, 8].

В настоящей статье описаны сравнительно простая методика измерения теплопроводности при высоких температурах и результаты измерения теплопроводности карбидов титана и циркония.

МЕТОДИКА

Представим себе тонкий стержень, нагретый с одного торца и отдающий тепло посредством излучения с боковой поверхности и другого торца. При условии одномерного распределения температуры уравнение для теплопроводности (χ) имеет вид

$$\chi S \frac{d^2 T}{dx^2} = \sigma \xi P T^4, \quad (1)$$

где σ — постоянная Стефана Больцмана, ξ — коэффициент черноты, S — площадь образца, P — периметр. Уравнение (1) записано в предположении, что температура окружающей среды достаточно низка и влиянием обратного излучения окружающей среды на образец можно пренебречь.

Для определения χ из (1) нужно знать распределение температуры вдоль образца при условии, что коэффициент черноты известен. Распределение температуры вдоль образца можно представить в виде ряда

$$T = T_0 + a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x^3 + \dots \quad (2)$$

Возводя левую и правую части (2) в четвертую степень, получим

$$T^4 = T_0^4 + 4T_0^3 a_1 x + \dots, \quad (3)$$

где T_0 —температура холодного конца ($X=0$). Подставив (2) и (3) в (1), для разности температур на образце будем иметь:

$$T - T_0 = c_1 x + \frac{c_1 p}{2s} x^2 + \frac{2}{3} c_1^2 \frac{p}{T_0 s} x^3 + \dots, \quad (4)$$

где $c_1 = \frac{\sigma \varepsilon T_0^4}{\chi}$.

Как показывает анализ, при соответствующем выборе геометрии образца можно ограничиться в правой части (4) первыми двумя членами. Таким образом, если известен коэффициент черноты ε , то для определения χ достаточно измерить температуру всего в двух точках образца и решить уравнение (4).

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Один конец образца (1) находится в зоне нагревателя (2) вакуумной печи (рис. 1), а другой, в который вмонтированы две термопары (3, 4), в холодной зоне (5) (например, в медной полости, как это было сделано у нас). Горячая и холодная зоны отделены друг от друга молибденовыми экранами (6). Медная болванка охлаждается змеевиком с проточной водой так, чтобы ее температура не превышала 450°K . При этих условиях можно пренебречь тепловым излучением с их поверхности (неучет обратного излучения давал ошибку не более 10%).

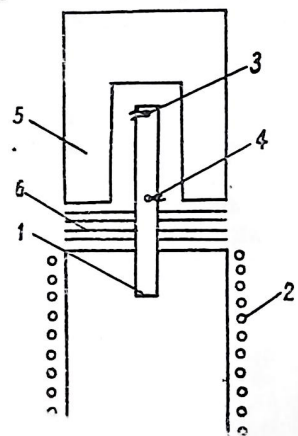


Рис. 1. Измерительная головка установки (обозначения в тексте).

Для того чтобы коэффициент черноты поверхности образца был известен, ее покрывали акводагом. Коэффициент черноты акводага определялся по измерениям теплопроводности эталонных образцов (молибдена), которая достаточно хорошо известна [9].

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2, 3 представлены температурные зависимости теплопроводности (χ_t) карбидов титана и циркония, измеренные на нашей установке. Данные различных авторов [6, 7, 8] сильно расходятся, что, по-видимому, частично объясняется различными физическими свойствами образцов, а частично погрешностью измерений. Для сравнения наших данных с результатами Тейлора (наиболее достоверными, чем известные ранее) были вычислены электронная (χ_e) и решеточная (χ_r) составляющие теплопроводности карбида титана (рис. 2).

В предположении полного вырождения и простой зонной структуры $L = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{\kappa}{e} \right)^2$. Полученное нами значение совпадает с данными [6] с точностью погрешности опыта, что может служить подтверждением правомерности нашего расчета.

Аналогично тому, как это делалось для карбида титана, нами были вычислены электронная и решеточная составляющие теплопроводности карбида циркония (рис. 3). Как выяснено, теплопроводность решетки карбидов титана и циркония почти не зависит от температуры, что характерно для сильно дефектных структур.

Необходимо подчеркнуть, что исследованные нами образцы обладают электропроводностью почти в 10 раз меньшей, чем исследованный Тейлором. Поэтому данные о теплопроводности решетки, полученные

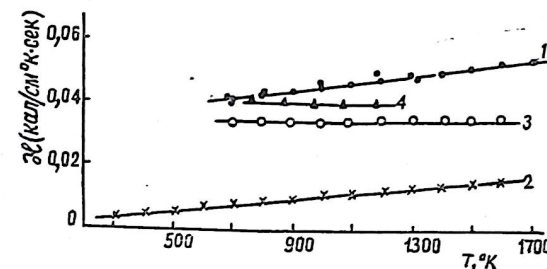


Рис. 2. Зависимость теплопроводности карбида титана от температуры: 1, 3—наши данные; 4—данные [5]
1— χ_t ; 2— χ_e ; 3, 4— χ_r .

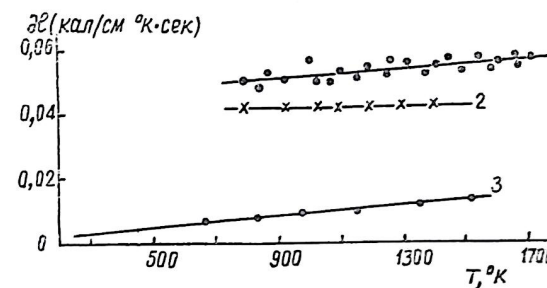


Рис. 3. Температурная зависимость теплопроводности карбида циркония:
1— χ_t ; 2— χ_r ; 3— χ_e .

из работы [6], являются спорными, так как в очень сильной степени зависят от принимаемого значения коэффициента в законе Видемана Франца. В то же время совпадение наших результатов с данными Тейлора по χ_r свидетельствует о применимости соотношения $L = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{\kappa}{e} \right)^2$, что дает важную информацию о зонной структуре карбидов переходных металлов IV группы.

Исследования температурных зависимостей электропроводности и теплопроводности карбидов переходных металлов IV группы (TiC , ZrC) при высоких температурах показали, что они сохраняют большие значения χ_r и σ вплоть до самых высоких температур и поэтому являются весьма перспективными материалами для коммутаций термоэлементов.

ЛИТЕРАТУРА

- Голикова О. А., Джафаров Э. О., Августиник А. И., Климашин Г. М. ФТТ, 10, 168, 1968.
- Голикова О. А., Джафаров Э. О., Августиник А. И., Климашин Г. М. ФТП, 3, № 4, 506, 1969.
- Климашин Г. М. Канд. дисс. Л., 1965.
- Голикова О. А., Джафаров Э. О. Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук, 1969, № 2.
- Williams W. S. J. Amer. Ceram soc. 49, 157, 1961.
- Taylor R. E. J. Amer. Ceram soc., 44, 525, 1961.
- Vasilos T. and Kingery W. D. Thermal conductivity: XI, Conductivity of Some Refractory carbides and Nitrides. J. Am. Ceram soc 37, 409, 1954.

8. Taylor R. E. J. Am, Ceram. soc. 45, 353, 1962.
 9. Голикова О. А., Джафаров А. О., Сильбане Л. С., Фейгельман Ф. А., „ДАН Азерб. ССР“, 25, № 9, 1970.

АГУ им. С. М. Кирова

Поступило 4. XI 1971

Е. О. Чәфәров, О. А. Голикова, Б. С. Стилбанс

VI груп кечид металларын карбидләринин жүксәк температурда истиликкечирмәси

ХҮЛАСӘ

Мәгаләдә жарымкечиричи маддәләрин жүксәк температурларда истиликкечирмәсини өлчмәк үчүн жығылан гурғудан вә һәмин гурғуда өлчүлән TiC вә ZrC-ин истиликкечирмә хүсусијјәтләриндән бәһс едилмишдир. Тәдгигат нәтичәсиндә мүүјјән олунмушдур ки, TiC вә ZrC температурун әртмасы илә өзүнүн жүксәк истиликкечирмә габиліјјәтини сахлајыр. Бу чәһәтдән һәмин материаллар мүвәффегијјәтлә термоэлементләрин коммутасијасы үчүн ишләдилә биләр.

АЗӘРБАЈҤАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН ХӘБӘРЛӘРИ
 Физика-техника вә ријазиијат елмләри серијасы, 1972, № 2.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР
 Серия физико-технических и математических наук, 1972, № 2

Б. Т. КОЛОМИЕЦ, Т. Ф. МАЗЕЦ, А. М. МАМЕДОВ
 и Ш. М. ЭФЕНДИЕВ

ИЗМЕНЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ АМОРФНОГО СЕЛЕНИДА МЫШЬЯКА В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Как известно, коэффициент поглощения и показатель преломления связаны между собой дисперсионными соотношениями Крамерса-Кронига [1]. Поэтому изменение коэффициента поглощения во внешнем электрическом поле сопровождается и изменением показателя преломления [2, 3]. Для исследования изменения показателя преломления аморфных пленок As_2Se_3 был применен интерференционный метод, аналогичным образом использовавшийся в других работах [3].

Для измерений брались тонкие пленки толщиной $d = 1 \div 3$ мкм. Электроды имели конфигурацию „сэндвича“. Измерения коэффициента пропускания образцов производились по обычной модуляционной методике [4]. Относительное изменение пропускания на краю поглощения стеклообразного селенида мышьяка составляет $10^{-3}\%$. Вблизи края поглощения в области пропускания образцов вследствие изменения показателя преломления n стеклообразного As_2Se_3 в электрическом поле максимумы интерференционных полос пропускания смещаются в сторону меньших энергий, в результате чего пропускание I образца меняется, следуя за изменением электрического поля. Причем изменение коэффициента пропускания ΔI , при равном Δn , наиболее сильно там, где наклон спектральной кривой пропускания максимален.

Изменение показателя преломления Δn вычислялось по измеренным значениям $|\Delta I|_{\max}$ и по крутизне кривой пропускания на соответствующих длинах волн:

$$\Delta n = n \frac{|\Delta I|_{\max} / I}{\frac{\lambda}{d} \ln I}, \quad (1)$$

где λ — длина волны света.

На рис. 1 представлена спектральная зависимость изменения пропускания ΔI системы $Al-As_2Se_3-Al$ под действием электрического поля $F = 1,32 \cdot 10^5$ в/см, а также пропускание этой системы в отсутствие поля. Как видно из рисунка, максимумы и минимумы соответствуют участкам наибольшей кривой пропускания.

На рис. 2 показана спектральная зависимость изменения показателя преломления стеклообразного As_2Se_3 , определенная упомянутым

выше методом по формуле (1), а на рис. 3 зависимость $\frac{\Delta n}{n}$ от величины напряженности электрического поля. Величина $\frac{\Delta n}{n}$ уменьшается

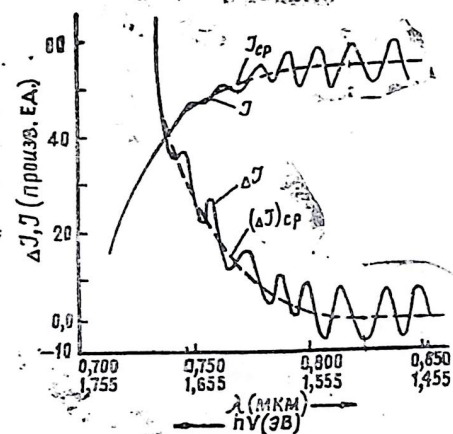


Рис. 1. Спектральные зависимости ΔI в пленках As_2Se_3 в электрическом поле $E = 1,32 \cdot 10^5$ в/см I в отсутствие электрического поля.

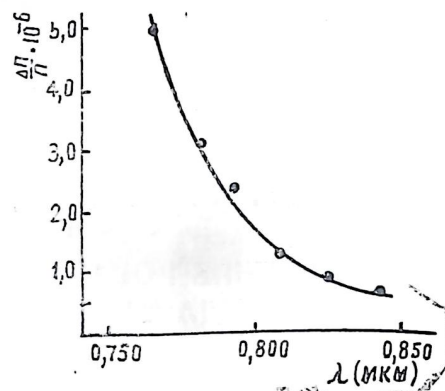


Рис. 2. Спектральная зависимость относительного изменения коэффициента преломления $\frac{\Delta n}{n}$ пленок As_2Se_3 в электрическом поле.

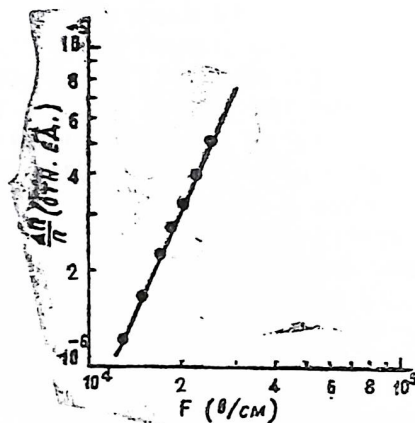


Рис. 3. Зависимость $\frac{\Delta n}{n}$ от напряженности электрического поля F в пленках As_2Se_3 .

ся с ростом длины волны света и возрастает пропорционально квадрату напряженности электрического поля.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Изменение показателя преломления в электрическом поле в области края оптического поглощения в основном рассчитано для прямых переходов между зонами, т. е. таких переходов, которые невозможны в отсутствие поля при $h\nu < E_d$ [2]. Теоретических расчетов изменения показателя преломления для веществ с экспонен-

циальным краем поглощения до настоящего времени нет. Первые попытки такого рода расчетов сделаны в работе [3] для аморфного Se.

Следуя работе [3] и пользуясь приведенными в ней соотношениями, можно рассчитать изменение показателя преломления во внешнем электрическом поле при параллельном смещении экспоненциального участка края оптического поглощения стеклообразного As_2Se_3 . Как известно, коэффициент поглощения α в стеклообразном As_2Se_3 изменяется от энергии фотонов по закону

$$\alpha = A \cdot \exp(S \cdot h\nu), \quad (2)$$

где $A = \frac{\alpha_0}{\exp(S \cdot E_d)} = \text{const}$, α_0 — максимальное значение α , соответствующее $h\nu = E_d$, S — крутизна края поглощения, E_d — ширина запрещенной зоны.

Тогда, если воспользоваться соотношением Крамерса—Кронига [1], из которого следует

$$\Delta n(h\nu) = \frac{ch}{\pi} \int_0^\infty \frac{\Delta \alpha(h\nu')}{(h\nu')^2 - (h\nu)^2} d(h\nu'), \quad (3)$$

и учесть, что по теории Франца [5] при $h\nu < E_d - \Delta E_d$, где ΔE_d — смещение края оптического поглощения в электрическом поле F , изменение коэффициента поглощения $\Delta \alpha \neq 0$, а при $h\nu \geq E_d$ $\Delta \alpha = 0$, то при всегда выполняющемся условии $\Delta E_d \ll E_d$ (для стеклообразного As_2Se_3 $\Delta E_d \approx 10^{-4}$ эв) можно показать, что изменение показателя преломления Δn выражается в виде [3]

$$\Delta n(h\nu) = \frac{Ah/2\pi c}{\pi} \cdot \frac{\exp(S \Delta E_d) - 1}{2h\nu} \cdot \{ \exp(S h\nu) \cdot \text{Ai}[S(E_d - h\nu)] - \exp(-S h\nu) \cdot \text{Ai}[S(E_d + h\nu)] \}, \quad (4)$$

здесь $\text{Ai}(x) = \int_{-\infty}^x x^{-1} \exp(x) dx$ — интегральная показательная функция.

Из формулы (4) следует, что зависимости $\Delta \alpha$, ΔE_d , Δn от величины напряженности электрического поля одни и те же, так как при $S \cdot \Delta E_d \ll 1$ (которое в нашем случае всегда выполняется)

$$\exp(S \cdot \Delta E_d) - 1 \approx S \cdot \Delta E_d = \frac{\Delta \alpha}{\alpha}. \quad (5)$$

Полученные нами экспериментальные данные для стеклообразного селенида мышьяка качественно хорошо согласуются с результатами приведенного выше расчета. А именно: изменение показателя преломления в электрическом поле $\frac{\Delta n}{n}$ квадратично зависит от напряженности электрического поля, т. е. так, как ΔE_d и $\Delta \alpha$, а спектральная зависимость $\frac{\Delta n}{n}$ соответствует зависимости, предсказываемой

формулой (4). Действительно, спектральная зависимость $\frac{\Delta n}{n}$, рассчитанная в относительных единицах по формуле (4) при $E_d = 1,8$ эв, $\Delta E_d = 10^{-4}$ эв, $A = 2 \cdot 10^{-11} \text{ см}^{-1}$, $S = 20 \text{ эв}^{-1}$ и приведенная на рис. 2 показывает хорошее качественное согласие экспериментальных точек с теоретической кривой. Этот факт, несомненно, указывает на то, что с теоретической кривой. Этот факт, несомненно, указывает на то, что интерференционный характер спектральной зависимости $\Delta I/I$ в стеклообразном полупроводнике зависит от изменения показателя преломления

ломления вследствие смещения края поглощения, а не от изменения толщины образца вследствие электрострикции, так как в последнем случае $\frac{\Delta d}{d} = \frac{\Delta n}{n}$ не должно зависеть от длины волны света [3].

Хорошее качественное согласие эксперимента с расчетами, сделанными в предположении, что эффект связан со смещением экспоненциального края оптического поглощения под действием электрического поля, является еще одним подтверждением в пользу того, что при $h\nu < E_d$ в стеклообразных полупроводниках наблюдается хвост поглощения, характеризующийся экспоненциальной зависимостью α от энергии фотонов $h\nu$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мосс Т. Е. Оптические свойства полупроводников. ИЛ, 1961.
1. Segarhin, V. O. Bottka N. Phys. rev. Lett. 15, 104 (1965).
3. Петров П. И., Авдеева Л. А., Елинсон М. И., Степанов Г. В. ФТП, т. 3, вып. 2, 183 (1969).
4. Cardona M. modulation Spectroscopy, Acad. Press. New-York (1969).
5. Franz W. Zs, Naturforsch. 13a, 484 (1958).

АГУ им. С.М. Кирова

Поступило 17. XI 1971

Б. Т. Коломијетс, Т. Ф. Мазетс, Э. М. Маммэдов, Ш. М. Эфэндијев

Аморф As_2Se_3 маддэсинин сынма эмсалынын електрик саһэсиндэ дэјишмэси

ХУЛАСЭ

As_2Se_3 -үн сынма эмсалынын електрик саһэсиндэ дэјишмэсинин далға узунлуғундан вэ електрик саһэсиндэн асылылығы тэдгиг олунмушдур. Тэдгигат көстәрмишдир ки, As_2Se_3 -үн назик тэбэгэләринин оптик шэффафлығы саһэсиндэ сынма эмсалынын нисби дэјишмэсини гијмэти далға узунлуғу чоһалдыгча азалыр вэ електрик саһэси күч лэндикчэ артыр.

Аморф As_2Se_3 үчүн алынған тәчрүби нәтичәләр кәјфијјәтчә, аморф маддәләр үчүн олан нәзәријјә илә ујғун кәлир. Бу, аморф маддәләрдә $h\nu < E_d$ олдугда, удулма сәрһәддиндә удулма эмсалынын фотонларын енержисиндән асылы олараг експоненсиал дэјишмэсини бир даһа тәсдиг едир.

Ајдынлашдырылмышдыр ки, аморф As_2Se_3 -үн нисби оптик шэффафлығынын далға узунлуғундан асылы олараг интерференсија характери дашымасы, удулма саһэсинин дэјишилмэси илә әлагәдар олан сынма эмсалынын нисби дэјишмэси илә бағлыдыр вэ бу, електростриксија нәтичәсиндә нүмунәләрин галынлығынын дэјишмэси илә әлагәдар дејилдир.

А. П. МАМЕДОВ, Б. А. ДАДАШЕВ, Б. М. АЛИЕВ,
Л. Я. ПАНОВА, Н. М. КЕРИМОВ

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ХЛОРИДА МЕТИЛАММОНИЯ, АКТИВИРОВАННОГО СВИНЦОМ

В настоящее время из всех классов твердых тел наиболее подробно изучены щелочно-галогидные кристаллы (ЩГК), благодаря простоте их химического состава и кристаллической структуре. Результаты полученные при исследовании этих соединений, легли в основу многих представлений в области физики твердого тела. Между тем накопленный при исследовании ЩГК опыт позволяет перейти к изучению других ионных кристаллов с более сложной структурой. В этом направлении проделано уже немало работ, в числе которых можно указать исследования аммонийно-галогидных кристаллов (АГК) [2—4, 11]. Выбор в качестве объектов исследования галогидных солей метиламмония является естественным шагом при переходе от простейших ионных кристаллов к сложным кристаллическим системам.

Характерной особенностью галогидных солей метиламмония является то, что их кристаллы в зависимости от температуры имеют различную структуру, для каждого из них известно несколько полиморфных модификаций. Способствующим этому фактором является наличие иона $[CH_3NH_3]^+$, форма которого обуславливает возможности различного взаимного расположения ионов $[CH_3NH_3]^+$ и галогенида, что позволяет исследовать зависимость закономерностей люминесценции от структуры кристаллов.

Хлорид метиламмония марки „чистый“ был предварительно перекристаллизован несколько раз из водного раствора. Полученные кристаллы промывали бидистиллированной водой и прокачивали. Контроль за чистотой CH_3NH_3Cl осуществлялся люминесцентным методом. Для получения стабильных характеристик основу и соответствующее количество активатора растворяли при тщательном смешении в бидистиллированной воде с последующим ее выпариванием — при этом и основа, и активатор полностью растворялись, что обеспечивало равномерное распределение активатора по всему объему образца. В конце выпаривания воды образец находится в расправленном состоянии. После выпаривания его прокачивали при температуре 190—200°C. Каждый из фосфоров, активированных различными концентрациями $PbCl_2$, синтезировался по несколько раз и таким образом получались воспроизводимые результаты. Нами для синтеза была использована α -модификация основы, стабильная при температурах выше 220°K.

В настоящей статье описана лишь первая часть результатов нашей работы. Были исследованы спектры возбуждения и излучения полученных фосфоров при температурах $T = 293 \div 80^\circ\text{K}$. Спектры возбуждения снимались с помощью установки, собранной на базе спектрофотометра „МОМ-201“, используемого в качестве монохроматора и приставки диффузного отражения ПДО-1. Полосы активаторного излучения выделялись подходящими комбинациями фильтров. Для снятия спектров люминесценции использовалась установка, собранная на базе двух скрещенных монохроматоров: область спектра, необходимая для возбуждения спектра свечения, выделялась при помощи двойного монохроматора ДМР-4, а с помощью другого монохроматора (СФ-4А) выделялись полосы излучения. Спектры возбуждения и излучения регистрировались автоматически при помощи ФЭУ-39А и ФЭУ-18А, соответственно. Сигнал усиливался посредством усилителя постоянного тока и автоматически записывался электронным потенциометром ЭПП-09М2. При этом в спектры возбуждения вносились поправки на распределение энергии водородной лампы при помощи люмогена или антрацена, квантовый выход которых не зависит от λ возбуждения с точностью до 10%. На спектральную чувствительность фотоумножителя и на дисперсию монохроматора поправки не вносились. Спектры представлялись в координатах: интенсивность излучения в произвольных энергетических единицах—длина волны в нанометрах. Снятие спектров излучения и возбуждения, а также кривых теплового тушения осуществлялось в криостатах невакуумного типа.

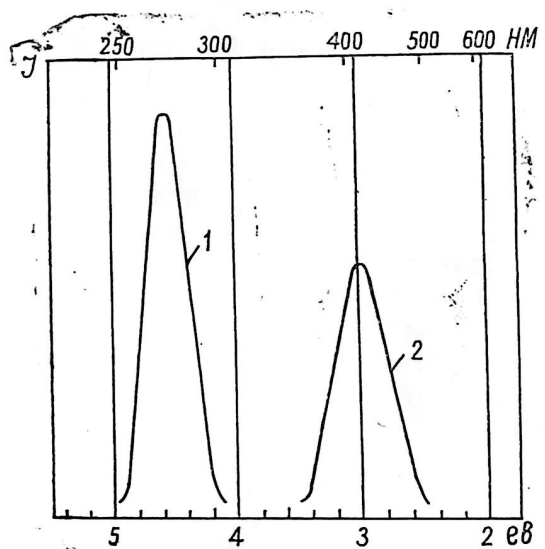


Рис. 1. Спектры возбуждения (1) и излучения (2) фосфора $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{Cl}-\text{Pb}$ при 80°K

Полученные нами спектры возбуждения и излучения при низких температурах показаны на рис. 1. В спектре возбуждения (кривая 1) фосфора $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{Cl}-\text{Pb}$ имеется одна интенсивная полоса при $4,56 \text{ eV}$, которую не удалось снять при комнатной температуре из-за слабости свечения. При температуре жидкого азота кристаллы $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{Cl}-\text{Pb}$ имеют фиолетовое свечение. Максимум полосы излучения находится в области $2,98 \text{ eV}$ (кривая 2).

Близость спектральных характеристик центров люминесценции в щелочно-галогенидных кристаллах и хлориде метиламмония позволяет

перенести на эти объекты представления, развитые ранее для центров люминесценции в активированных ртутеподобными ионами ШГК. В частности, представленная на рис. 1 полоса с максимумом при $4,56 \text{ eV}$ в спектре возбуждения, по-видимому, соответствует электронному переходу $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ в ионах Pb^{2+} . Излучение возникает при обратном переходе: $^3P_1 \rightarrow ^1S_0$. Электронно-колебательные процессы в активаторных центрах хлорида метиламмония протекают в основном так же, как в ШГК. Можно считать, что полосы активаторного поглощения (возбуждения), как и в ШГК, обусловлены электронно-колебательными переходами в ионах активатора, взаимодействующих с ближайшим окружением. Особенности ионов $[\text{CH}_3\text{NH}_3]^+$, расположенных относительно ионов активатора во второй координационной сфере, мало сказываются на характеристиках центров люминесценции.

Известно [6], что при комнатной температуре кристаллы хлорида метиламмония (α -форма) соответствуют тетрагональной сингонии и ось симметрии иона метиламмония $[\text{CH}_3\text{NH}_3]^+$ (третьего порядка) совпадает с осью четвертого порядка кристалла. Несовпадение собственной симметрии и симметрии их положения в кристалле указывает на свободное вращение вокруг связи $\text{C}-\text{N}$ или неупорядоченность расположения в отношении поворота вокруг этой связи [8]. Существование низкотемпературных модификаций в хлориде метиламмония

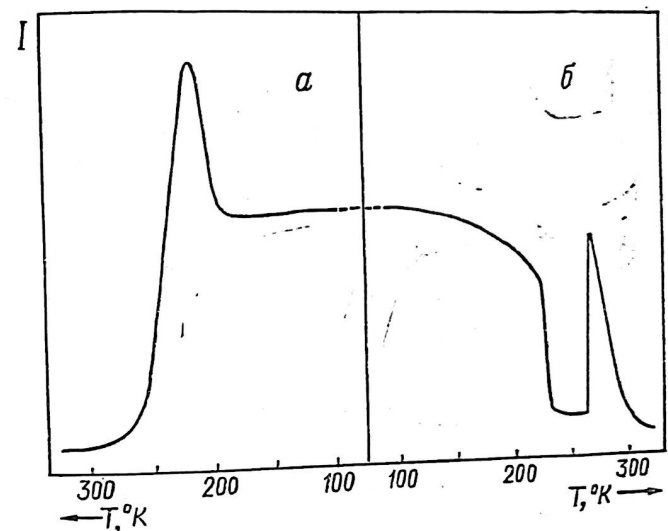


Рис. 2. Кривые теплового тушения фосфора $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{Cl}-\text{Pb}$: а—при охлаждении; б—при нагреве

было установлено на основе измерений теплоемкости [9]. При температуре 220°K α -форма необратимо превращается в β -форму. В случае нагревания β -формы при $T = 220^\circ\text{K}$ она превращается в γ -форму, которая затем при $T = 264^\circ\text{K}$ переходит в α -форму. Низкотемпературные модификации хлорида метиламмония имеют более низкую кристаллическую симметрию, по-видимому, моноклинную [14].

Результаты исследований теплоемкости были подтверждены данными температурных исследований ИК-спектров поглощения [10].

Специфические особенности структуры хлорида метиламмония следует связать с особенностями комплексного иона $(\text{CH}_3\text{NH}_3)^+$. На рис. 2 представлены кривые теплового тушения фосфора $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{Cl}-\text{Pb}$. При понижении температуры наблюдается значитель-

ное усиление интенсивности свечения, что обусловлено, по-видимому, уменьшением температурного тушения свечения.

Кривые теплового тушения фосфора $\text{CH}_3\text{NH}_2\text{Cl}-\text{Pb}$ сняты для полосы возбуждения с максимумом 4,56 эв. Как видно из рисунка, ход кривой при охлаждении (а) не совпадает с кривой при нагреве (б), т. е. имеется явно выраженная асимметрия относительно прямой, проходящей перпендикулярно оси температур через точку $T = 73^\circ\text{K}$. Область 80—220°K соответствует β -, 220—264°K γ -, а выше 264°K α -модификации. При температуре 264°K (переход $\beta \rightarrow \gamma$) происходит скачкообразное уменьшение квантового выхода фотolumинесценции. В области 230—260°K интенсивность полосы возбуждения практически не меняется, а при 264°K происходит ее скачкообразное увеличение (переход $\gamma \rightarrow \alpha$). Однако в области α -модификации (выше 264°K) в относительно небольшом температурном интервале интенсивность фотolumинесценции сильно уменьшается и около 300°K практически полностью тушится.

Таким образом, квантовый выход излучения в γ -модификации основы гораздо слабее, чем в α - и β -модификациях. Следует отметить, что при равномерном охлаждении $\text{CH}_3\text{NH}_2\text{Cl}$ в области 220°K (полиморфный переход $\alpha \rightarrow \beta$) возникает свечение (рис. 2, кривая а), которое не связано с возбуждением фосфоров в активаторных полосах поглощения (возбуждения), а при нагреве подобного явления обнаружено не было.

Дополнительно изучалось влияние концентрации активатора на спектры, причем было выявлено, что изменение концентрации активатора существенно не изменяет ни формы, ни положения спектров. Независимость спектров от концентрации Pb можно объяснить тем, что используемые в качестве активатора соли Pb не образуют смешанных кристаллов с галоидными солями метиламмония, как это имеет место в случаях изоморфных систем.

Более подробные исследования природы активаторных центров люминесценции и механизма возникновения свечения при структурных переходах в галоидных солях алкиламмония послужат предметом дальнейших исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hünig M., Rudolph J. Zs. Phys., 117, 81, (1940); Kuchardt H. Zs. Phys., 134, 554, (1953); Butler K. H. J. Electrochem. soc., 103, 508, (1956).
2. Клемент Ф. Д. Изв. АН СССР, серия физич., 15, 651, (1951).
3. Уйбо Л. Я. Тр. ИФА АН ЭССР, № 7, 227 (1958); Уйбо Л. Я., Яэк И. В. ДАН СССР, 105, 1212 (1955).
4. Лушик Ч. Б., Уйбо Л. Я. Тр. ИФА АН ЭССР, № 14, 190 (1961).
5. Tsan J., Gilson D. F. R. Can. J. Chem., 48, № 5, 717, (1970).
6. Hughes W., Lipscomb W. N. J. Amer. chem. soc., 68, 1970, (1946)).
7. Китайгородский А. И. Органическая кристаллохимия, 269. Изд-во АН СССР, М., 1955.
8. Lenain N., Mathieu J. P., Poulet H. C. r. Acad. Sci., 270, № 10, B753, (1970); Whalley E. J. chem. phys., 51, 4040, (1969).
9. Aston I. L., Lienner C. W. I. Amer. chem. soc., 68, 1405, (1946).
10. Waldron R. D. I. chem. phys. 21, 734, (1953).
11. Кирс Я. Я. Тр. ИФА АН ЭССР, № 6, 178 (1957).
12. Мамедов А. П., Панова Л. Я., Керимов Н. М. Материалы XIX совещания по люминесценции, ч. II. Рига, 1970.
13. Зейтц Ф. Современная теория твердого тела. М.—Л., Гостехиздат, 1949.
14. Théorêt A., Sandorfy C. Spectrochim. Acta, 23A, № 3, 519, (1967).

ИНХП АН Азерб. ССР

Поступило 1. XII 1971

Ә. П. Мамедов, Б. А. Дадашов, Б. М. Әлиев, Л. Я. Панова, Н. М. Керимов,

Гурғушунла активләшдирилмиш хлорлу метиламмонийун спектрал характеристикалары

ХУЛАСӘ

Мәгаләдә гурғушунла активләшдирилмиш метиламмонийун дузларынын спектрал хассәләриндән бәһс олуңмушдур. Мүәјјәнләшдирилмишдири ки, бу әсасдан олан кристаллар луминесценсия хассәсинә маликдир. Ејни заманда, луминесценсия методунун кристалларда полиморф кечидләрин тәдгиг едилмәсиндә ролу арашдырылмышдыр.

Б. Б. ДАВЫДОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ КАТОДНОЙ ОБЛАСТИ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА

В связи с возможностью практического применения движущейся плазмы исследование физических процессов протекающих в различных типах импульсных плазменных ускорителей, приобретает все большее значение. Характерной особенностью импульсных плазменных ускорителей является использование в качестве источника плазмы конденсированного импульсного разряда. При этом их работа в ряде случаев определяется в основном процессами на электродах, с которыми связана природа плазмообразования. Однако указанные процессы настолько сложны, что, несмотря на многочисленные исследования их [1—5], в настоящее время нет достаточных сведений для составления полной картины процессов, протекающих на электродах и в прилегающих к ним областях.

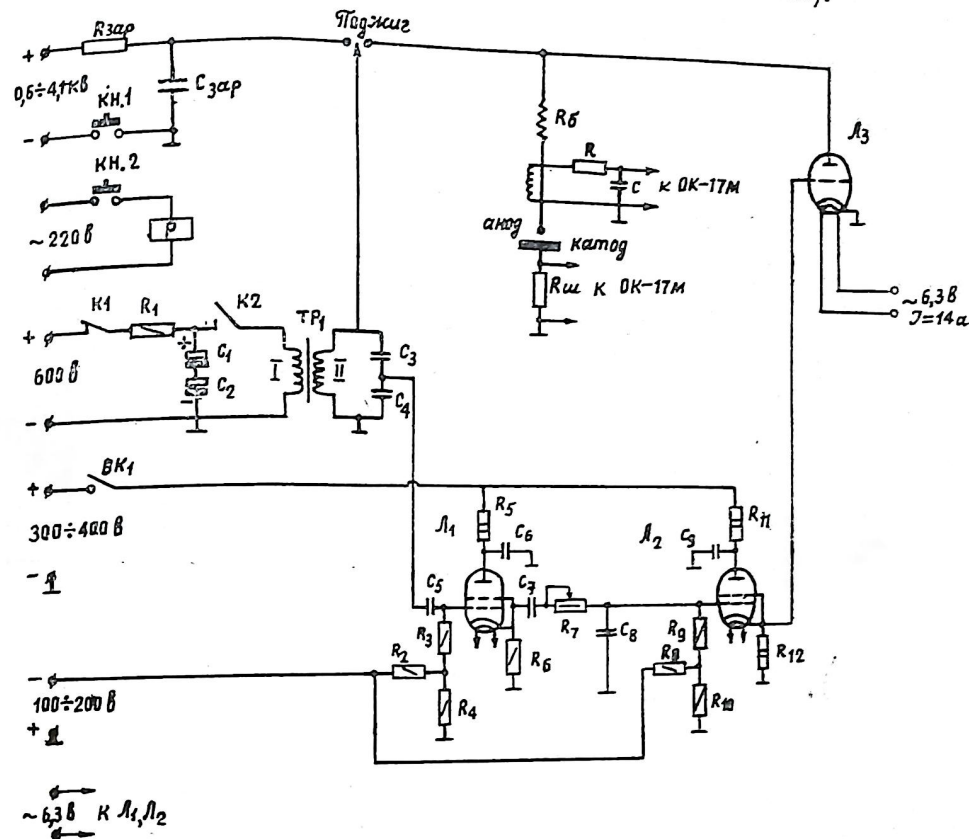
Данная статья посвящена изучению процессов на электродах конденсированного импульсного разряда в различных условиях.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И УСЛОВИЙ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для исследования поверхностных явлений на электродах необходимо иметь однополярный импульс тока в разрядной цепи. С этой целью была собрана специальная электронная схема (рис. 1), позволяющая получить почти прямоугольный импульс разрядного тока с различными значениями амплитуды и длительности. Принцип работы схемы заключается в следующем: высоковольтный импульс, получаемый на выходе импульсного трансформатора поджигающего устройства, подается на разрядный промежуток через воздушный разрядник и одновременно на управляющую сетку тиратрона Λ_3 через схемы задержки. При подаче высоковольтного импульса на электроды конденсатор $C_{зар}$ разряжается через промежуток и между электродами проскакивает искровой разряд. Через некоторое время тиратрон Λ_3 открывается и разрядный ток протекает через него, так как сопротивление в цепи тиратрона становится значительно меньше, чем в цепи основного промежутка. Таким образом, разряд конденсатора $C_{зар}$ через промежуток обрывается и в разрядной цепи получаются почти прямоугольные однополярные импульсы (рис. 2).

Ток разряда измерялся с помощью пояса Роговского, сигнал с которого через интегрирующую RC-ячейку подавался на осциллограф ОК-17М. Для измерения небольших токов был применен малоиндук-

тивный шунт, изготовленный из молибденовой фольги. Сопротивление шунта составляло $3 \cdot 10^{-2}$ ом. Длительность разрядного тока калибровалась с помощью генератора стандартных сигналов Г4-1А (ГСС-6А). Установка позволяла менять амплитуду тока разряда от 10 до 5000 а, а длительность разряда от 5 до 300 мксек. Эксперименты проводились как при различных значениях тока ($I = 10, 100$ и 5000 а), так и при разнй длительности разряда ($\tau = 5, 20, 300$ мксек).



В качестве электродов брали: медь, алюминий и вольфрам, широко используемые в коммутационной технике и в ускорителях плазмы. Диаметр стержневых электродов был равен 6 мм.

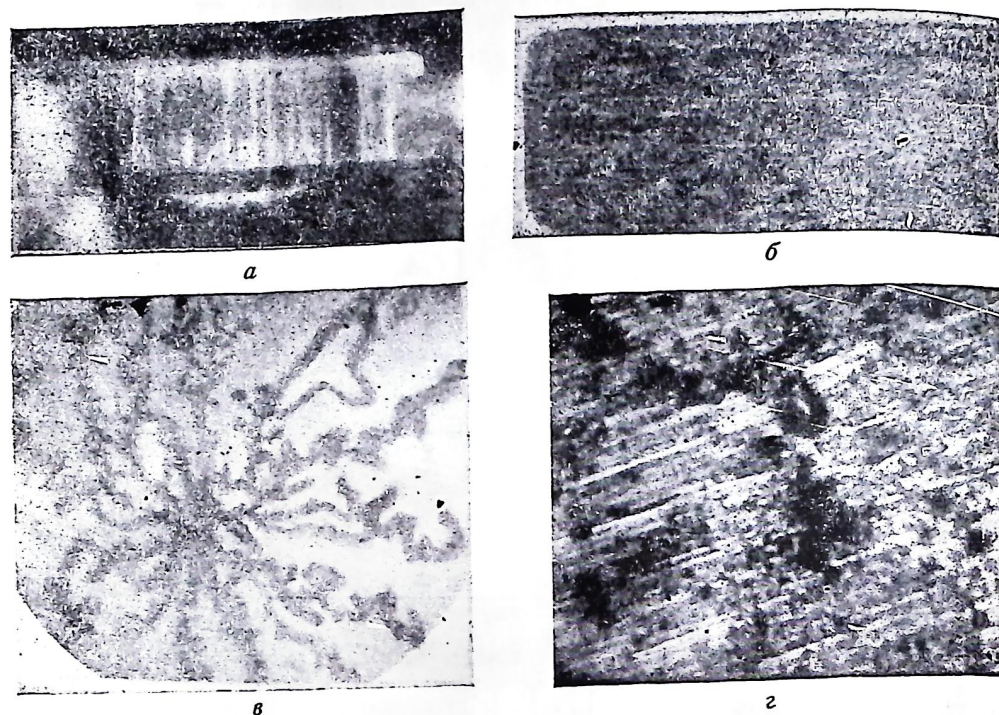


Рис. 3. Пораженные поверхности катода: а—фоторазведка разряда между электродами-рельсами ($I=5000$ а, $\tau=300$ мксек); б—поверхность электрода-рельса после единичного разряда ($I=5000$ а, $\tau=300$ мксек) материал Си, увеличение 10); в, г—поверхности стержневых электродов ($I=100$ а, $\tau=20$ мксек, увеличение 100, в—Al, г—W).

Для выяснения характера эрозии и динамики образования электродных пятен в зависимости от условий разряда исследовались также поверхности медных электродов рельсового ускорителя [7]. В этом случае токовый накал перемещается по поверхности электродов со скоростью $10^5 \div 10^6$ см/сек и дает возможность разделять процессы в плазме вблизи электродов и на самих электродах.

Поверхности электродов исследовались микроскопическими и скоростными фотографическими методами. В последнем случае в качестве фоторегистрирующего прибора был использован ЖФР-2, скорость развертки которого составляла 400 м/сек. При этом щель прибора ориентировали перпендикулярно движению плазмы. Из анализа фоторазвертки видно, что когда токовый канал быстро перемещается

Материал	Потенциал ионизации U_i , в	Работа выхода φ , эв	Катодное падение по [5] U_k , в	$J=10$ а, $\tau=5$ мксек		
				r_k , см	j_k , а/см ²	Q , вт/см ²
Al	5,98	4,23	14	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^5$	$4,7 \cdot 10^6$
Cu	7,72	4,26	13	$2 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^7$
W	7,98	4,6	15	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^6$	$2,4 \cdot 10^7$

по поверхности электродов, разряд между ними полностью не прекращается. Он продолжает существовать в отдельных пятнах. Электродные пятна являются опорными точками токовых слоев (светлые перетяжки на рис. 3, а), существование которых поддерживается за счет поступления вещества вследствие эрозии электродов в этих пятнах.

После каждого единичного разряда пораженные места катода исследовались с помощью металлографического микроскопа МИМ-6. Эти исследования показывают, что катодные следы располагаются независимо друг от друга. Форма и размеры их в зависимости от условий разряда изменяются незначительно, вопреки указаниям некоторых экспериментаторов [1, 3]. В центре катодного следа располагается оплавленный кратер или совокупность кратеров, представляющих собой место первоначальной привязки разряда, от которого почти симметрично в радиальном направлении отходят многочисленные ответвления (рис. 3, б, в). Следы на катоде импульсного разряда состоят из множества микропятен, количество которых здесь значительно больше, чем на аноде.

Эксперименты, проведенные при различных давлениях, показывают, что характер эрозии, размеры и структура катодных пятен в зависимости от окружающей среды не изменяются. Благодаря значительной эрозии материала электродов, окружающая среда практически полностью удаляется из промежутка, что подтверждается также спектроскопическими измерениями [4].

Размеры и структура катодных пятен в значительной степени зависят от теплофизических свойств материала электрода. В таблице приводятся значения среднего радиуса катодных пятен и плотности тока в них для исследуемых материалов при различных значениях тока и длительности разряда. Как видно, с увеличением тока и длительности разряда плотность тока на катодном пятне несколько увеличивается, что, по-видимому, связано с наложением катодных пятен друг на друга.

Обсуждение результатов. Характер эрозии электродов зависит от плотности выделяющейся на них энергии. В импульсном разряде он различен для катода и анода, что связано в конечном итоге с разными значениями тепловых потоков и с различием в механизме передачи энергии.

В настоящее время большинством исследователей тепловым источником в случае катода признается поток ионов, а в случае анода — поток электронов. При попадании на катод положительного иона последний передает катоду свою потенциальную энергию (энергию нейтрализации) и кинетическую (энергию, приобретенную в области катодного падения и равную произведению величины катодного падения U_k на заряд иона).

$J=100$ а, $\tau=20$ мксек			$J=5000$ а, $\tau=300$ мксек		
r_k , см	j_k , а/см ²	Q , вт/см ²	r_k , см	j_k , а/см ²	Q , вт/см ²
$3,9 \cdot 10^{-3}$	$2,4 \cdot 10^6$	$3,8 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^{-3}$	$6,3 \cdot 10^7$	$1 \cdot 10^9$
$2,1 \cdot 10^{-3}$	$7,3 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^8$	$1,6 \cdot 10^9$
$1,8 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^7$	$1,8 \cdot 10^8$	$3,5 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^8$	$2,4 \cdot 10^9$

Суммарный тепловой поток на катодное пятно может быть записан в виде

$$Q = j_k (U_k + U_1 - \varphi) a_1, \quad (1)$$

где j_k —средняя плотность тока на катодное пятно, U_1 —потенциал ионизации нейтрального атома материала катода, φ —работа выхода электрона, a_1 —коэффициент аккомодации ионов, приблизительно равный единице [6]. Значения тепловых потоков, вычисленные по формуле (1) с использованием известных значений для u_k , u_1 и φ , также приведены в таблице. Как видно, в катодном пятне реализуются относительно большие потоки энергии.

Рассмотрим, какая часть этой энергии расходуется на испарение материала катода. Энергию, необходимую для испарения массы m электродного вещества, можно определить следующим образом:

$$W = mc_1 (\theta_1 - T) + m\lambda_1 + mc_2 (\theta - \theta_1) + m\lambda_2, \quad (2)$$

где c_1 —удельная теплоемкость в твердом состоянии, θ_1 —температура плавления, T —начальная температура, θ —температура кипения, c_2 —удельная теплоемкость в жидком состоянии, λ_1 —скрытая теплота плавления, λ_2 —скрытая теплота испарения, m —расход материала за единичный импульс.

Предполагая, что теплоемкость материала незначительно изменяется с изменением T вплоть до θ , уравнение (2) можно записать в виде

$$W = m [\bar{c} (\theta - T) + \lambda_1 + \lambda_2], \quad (3)$$

здесь $\bar{c}$ —среднее значение удельной теплоемкости электродного материала при температурах от T до θ .

Среднее значение расхода катода, изготовленного из меди, за единичный импульс, определенное многократным взвешиванием, составляет $m \approx 5 \cdot 10^{-4}$ г/импульс ($I = 5000$ а, $\tau = 300$ мксек). Используя это значение, из уравнения (3) находим, что энергия, необходимая для испарения вещества катода, равна $W_k \approx 3$ дж.

Полную энергию, передаваемую катоду в единичном импульсе, можно оценить, исходя из формулы

$$W = I_{эф} \cdot \tau_{эф} (u_k + u_1 - \varphi), \quad (4)$$

где $I_{эф}$ —эффективное значение разрядного тока, $\tau_{эф}$ —эффективная длительность разряда. В случае катода, изготовленного из меди, при значениях $I_{эф} = 5 \cdot 10^3$ и $\tau_{эф} = 300$ мксек подводимая к катоду энергия равна 25 дж. Из этой энергии всего лишь 12% расходуется на испарение вещества электрода.

Эти оценки показывают, что затраты на испарение не успевают поглотить всей подводимой к катоду энергии. Как показывают оценки [1], отток тепла от электрод за счет теплопроводности для коротких импульсных разрядов совсем невелик.

Таким образом, на электроде получается большой избыток энергии. В результате поверхность начинает перегреваться и может наступить тепловой взрыв. Этот процесс должен протекать дискретно, через определенные промежутки времени и сопровождаться выбросом отдельных микросгустков плазмы, что подтверждается результатами экспериментов [7, 8].

ЛИТЕРАТУРА

1. Раховский В. И., Левченко Г. В., Теодорович О. К. Разрывные константы электрических аппаратов. Изд-во "Энергия", 1966.
2. Башаров Р., Гавриловская Е. Н., Малкин О. А., Грехов Е. С. ЖТВ, 35, 1853, 1965.

3. Осадин Б. А. ЖТВ, 37, 2061, 1967.

4. Авраменко В. Б., Давыдов Б. Б., Минько Л. Я. ТВТ, 7, № 1, 1969.

5. Хольм. Электрические контакты. ИЛ, 1961.

6. Канцель В. В., Павлов С. И., Раховский В. И. ЖТВ, 38, 751, 1968.

7. Давыдов Б. Б., Минько Л. Я. ЖТФ, 51, вып. 73, 1971.

8. Давыдов Б. Б., Минько Л. Я. ИФЖ, 21, № 1, 1971.

АГУ им. С. М. Кирова

Поступило 18. XII 1971

Б. Б. Давыдов

Импульс бошалмасында катод областынын тэдгиги

ХУЛАСЭ

Импульс бошалмасынын периоду ва чэрэжан шиддэтинин мүхтэлиф гйјмэтлэриндэ катодун сэтһи тэдгиг олунмушдур. Катод лэкэлэринин өлчүсү ва онлардан кечэн чэрэжан сыхлығы тэ'јин едилмишдир. Несаб-ламалар көстөрир ки, катод лэкэсиндэ енержи сыхлығынын гйјмэти чох бөјүкдүр.

Г. А. АХУНДОВ, А. А. АГАЕВА, Г. Л. БЕЛЕНЬКИЙ, В. М. САЛМАНОВ

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПРИМЕСНУЮ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ СЕЛЕНИДА ГАЛЛИЯ, ИНДУЦИРОВАННУЮ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Ранее нами исследовалась примесная фотопроводимость селенида галлия, возбуждаемая светом рубинового лазера, и были определены параметры центров рекомбинации, ответственных за внутренний фотоэффект [1]. В настоящем сообщении приводятся результаты исследования влияния электрического поля на величину указанного фотоэффекта. Методика эксперимента аналогична описанной в [1]. Световой импульс рубинового лазера длительностью $t_u = 5 \cdot 10^{-8}$ сек был синхронизирован с прикладываемыми к образцу прямоугольными импульсами электрического поля длительностью порядка $5 \cdot 10^{-6}$ сек.

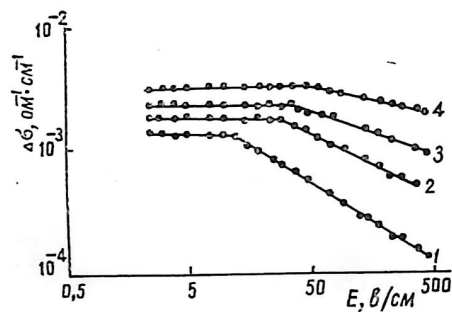


Рис. 1. Зависимость фотопроводимости от напряженности электрического поля при различных уровнях возбуждения ($I, \text{кВ/см}^2 \cdot \text{сек}$): 1— $5,5 \cdot 10^{23}$; 2— $1,1 \cdot 10^{24}$; 3— $2 \cdot 10^{24}$; 4— $4 \cdot 10^{24}$.

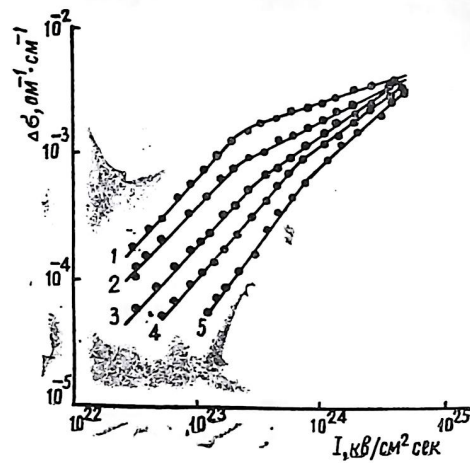


Рис. 2. Фотопроводимость как функция уровня возбуждения при различной напряженности электрического поля ($E, \text{в/см}$): 1—5; 2—15; 3—50; 4—150; 5—500

Кристаллы GaSe p -типа выращивались методом Бриджмена, специально не легировались и имели темновую проводимость $\sigma_0 = 1 \cdot 10^{-4} \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. Зависимость амплитудного значения фотопроводимости $\Delta\sigma$ от величины электрического поля E при 77°K показана на рис. 1. Как видно, с ростом E величина фотопроводимости уменьшается при неизменном возбуждении. С увеличением интенсивности возбужде-

ния влияние поля сказывается при более высоких значениях E (кривые 2, 3, 4). Зависимость $\Delta\sigma$ от E с повышением температуры становится слабее и при использованных нами интенсивностях возбуждения $I (10^{22} \div 10^{25}) \text{ кВ/см}^2 \cdot \text{сек}$ и электрических полях ($5 \cdot 10^{-1} \div 5 \cdot 10^2$) в/см практически отсутствует при 400°K . Люксамперные характеристики примесной фотопроводимости при различных полях представлены на рис. 2 (77°K).

Описанные выше зависимости качественно могут быть объяснены в предположении, что в запрещенной зоне специально нелегированных монокристаллов GaSe, помимо глубоких акцепторных уровней, ответственных за примесную фотопроводимость [2], вблизи дна зоны проводимости имеются мелкие энергетические уровни t , играющие роль уровней прилипания для электронов. Возбуждаемые электрическим полем электроны с уровней прилипания переходят в зону проводимости и захватываются на акцепторы. Последнее приводит к уменьшению числа дырок на примесных центрах, что и обуславливает наблюдаемое уменьшение величины фотоэффекта*. С ростом интенсивности лазерного света число дырок, возбуждаемых в валентную зону, растет, в результате чего влияние полевого перевода конечного числа электронов с уровней прилипания на акцепторный уровень (т. е. уменьшение числа дырок на нем) становится все более незначительным (рис. 2). Это свидетельствует о том, что число электронов, прилипших на t -уровнях, значительно меньше концентрации акцепторных центров. При 400°K уровни прилипания полностью ионизованы, влияние поля на $\Delta\sigma$ отсутствует. Авторы благодарят Б. Г. Тагиева за обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абдуллаев Г. Б., Беленький Г. Л., Рывкин С. М., Салманов В. М., Шаронов Ю. А., Ярошенко И. Д. ФТП, 5, 374, 1971.
2. Ахундов Г. А. Автореф. докт. дисс. Баку, 1971.

АГУ им. С. М. Кирова
и Физический институт
АН Азерб. ССР

Поступило 4. I 1972

Г. Э. Ахундов, А. А. Агаева, Г. Л. Беленки, В. М. Салманов

Галлиум селенидде лазер шұаларынын тәсири илә јарадылмыш ашгар фотокечиричилијә електрик саһәсинин тәсири

ХҮЛАСӘ

Тәдгигатда GaSe монокристалында рубин лазер шұаларынын тәсири илә јаранан ашгар фотокечиричилијин електрик саһәсиндән асылығы тәдгиг олунмушдур. Алынан нәтичеләр мөвчуд нәзәријә әсасында изаһ едилмишдир.

* Проведенные количественные оценки не противоречат предложенной модели.

УДК 621.385.2

Г. Б. АБДУЛЛАЕВ, Э. А. ИСКЕНДЕР-ЗАДЕ, Э. А. ДЖАФАРОВА,
М. Р. АХУНДОВ, Ш. А. АЛИХАНОВА, У. С. ПАШАБЕКОВА

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭМИТТЕРНОГО ТОКА НА ЕМКОСТЬ КОЛЛЕКТОРНОГО ПЕРЕХОДА ТРАНЗИСТОРОВ

Изучение реактивных свойств $p-n$ -структур служит методом определения основных их физических параметров, позволяет конструировать новые управляемые емкостные и индуктивные элементы и поэтому находится в центре внимания многих исследователей. Величину эффективной емкости $p-n$ -структур можно регулировать внешним электрическим полем, частотой переменного сигнала, освещением, легированием полупроводника, температурой. В некоторых случаях возможно также управление знаком эффективной емкости. Инверсия эффективной емкости $p-n$ -структур в индуктивность наблюдается в диодах, светодиодах, фотоэлементах, эмиттерных и коллекторных переходах транзисторов при высоких уровнях инжекции неравновесных носителей [1, 2]. Неравновесные носители в пределах слоя объемного заряда $p-n$ -перехода можно создать также с помощью соседнего $p-n$ -перехода, используя „транзисторный“ эффект.

При прохождении эмиттерного тока в транзисторах его коллекторный переход обогащается носителями. Установленное нами ранее влияние освещения на реактивные свойства $p-n$ -переходов [2] позволяет предполагать также возможность воздействия инжекции неравновесных носителей из эмиттерного перехода транзисторов на емкость коллекторного перехода. Этот вопрос в литературе не рассмотрен.

Нами исследованы кремниевые транзисторные структуры типа $n-p-n$ (образцы ТК), полученные сплавнодиффузионным методом. Базовая область этих транзисторов легирована сильнее, чем коллекторная ($\sigma_{\text{кол}} < \sigma_{\text{базы}}$, $N_{\text{БК}} \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$), толщина базы $d_b \approx 10 \text{ мкм}$; германиевые транзисторные структуры типа $p-n-p$ (образцы ТГ) получены сплавлением, с толщиной базы $d_b \approx 80 \text{ мкм}$. В этих структурах, наоборот, базовая область легирована слабее, чем коллекторная ($\sigma_{\text{кол}} > \sigma_{\text{базы}}$, $N_{\text{ДБ}} \approx 1,6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$). Площадь коллекторного перехода $S_k = 0,16 \text{ см}^2$ (ТК) и $0,125 \text{ см}^2$. Емкость коллекторного перехода при различных значениях эмиттерного тока ($0 \div 100 \text{ ма}$) измерялась на мосте полных проводимостей.

При пропускании через эмиттерный переход тока в прямом направлении неравновесные электроны (для случая $n-p-n$ транзистора), перешедшие коллекторный переход, изменяют высоту его потенциального барьера. В предельном случае разорванной цепи коллектора инжектированные электроны, переброшенные вправо, компенсируют объемный заряд доноров и смещают коллектор в прямом направле-

нии. Величину прямого смещения на коллекторе при протекании эмиттерного тока I_z можно изменять с помощью внешнего сопротивления, включенного в коллекторную цепь. Исследования показали, что за счет протекания эмиттерного тока, создающего падение напряжения на коллекторе U_k , изменяется емкость коллекторного перехода.

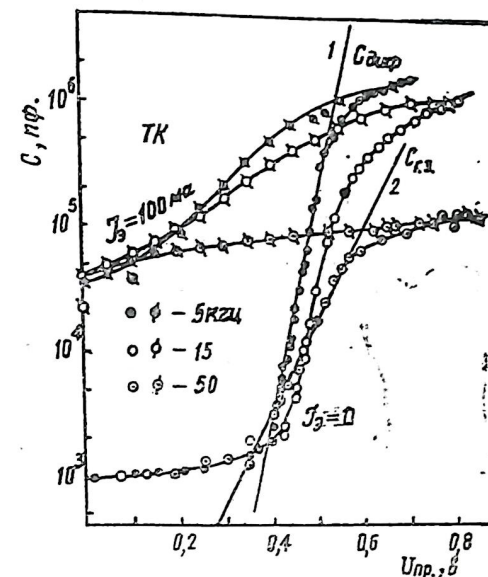


Рис. 1. Зависимость емкости коллекторного перехода от $U_{\text{пр}}$ при 300°K и низких частотах ($f_z = 0.80 \text{ ма}$).

Рассмотрим влияние эмиттерного тока на емкость прямо смещенного коллекторного перехода. Емкость изолированного коллекторного перехода ($I_z = 0$) при низких частотах переменного сигнала (5 кГц) равна барьерной при малых $U_{\text{пр}}$ и диффузионной емкости

$$C_{\text{диф}} = \frac{q^2}{kT} S_k L_w p_{\text{нк}} e^{\frac{qU_k}{kT}} \text{ средних } U_{\text{пр}} \text{ при (на рис. 1 прямая 1-расчетная для ТК при } 300^\circ\text{K, } C_{\text{диф}} = 3,2 \cdot 10^{-4} \times \exp \frac{qU_k}{kT}).$$

При высоких частотах инжектированные носители не успевают выйти за пределы слоя объемного заряда и обуславливают собой емкость подвижных зарядов переходного слоя:

$$C_{\text{пз}} = \frac{q^2}{kT} S_k W_k n_1 \exp \frac{qU_k}{2kT}$$

$$(\text{на рис. 1 прямая 2—} C_{\text{пз}} = 1,76 (1 - u_n/u_d)^{0,33} \exp \frac{qU_k}{kT}).$$

Диффузионная емкость коллекторного перехода почти не зависит от эмиттерного тока при малых его величинах ($I_z \ll 10 \text{ ма}$). С увеличением I_z при низких частотах ($\omega \tau \ll 1$) емкость монотонно возрастает (рис. 1), при высоких частотах ($\omega \tau \gg 1$) сказывается инерционность процесса установления квазистационарного равновесия—проявляется индуктивная реактивность (рис. 2). При $U_{\text{пр}} > U_{\text{нв}}$ емкость является индуктивной реактивностью (рис. 2). Правая часть кривой проходит через нуль и становится отрицательной. Для вых рис. 2 соответствует значениям отрицательной емкости C^- . Для образца типа ТГ получена аналогичная зависимость.

Напряжение инверсии емкости коллекторного перехода в индуктивность почти линейно уменьшается с ростом эмиттерного тока (рис. 3):

$$U_{инв} = U^* - \alpha I_э,$$

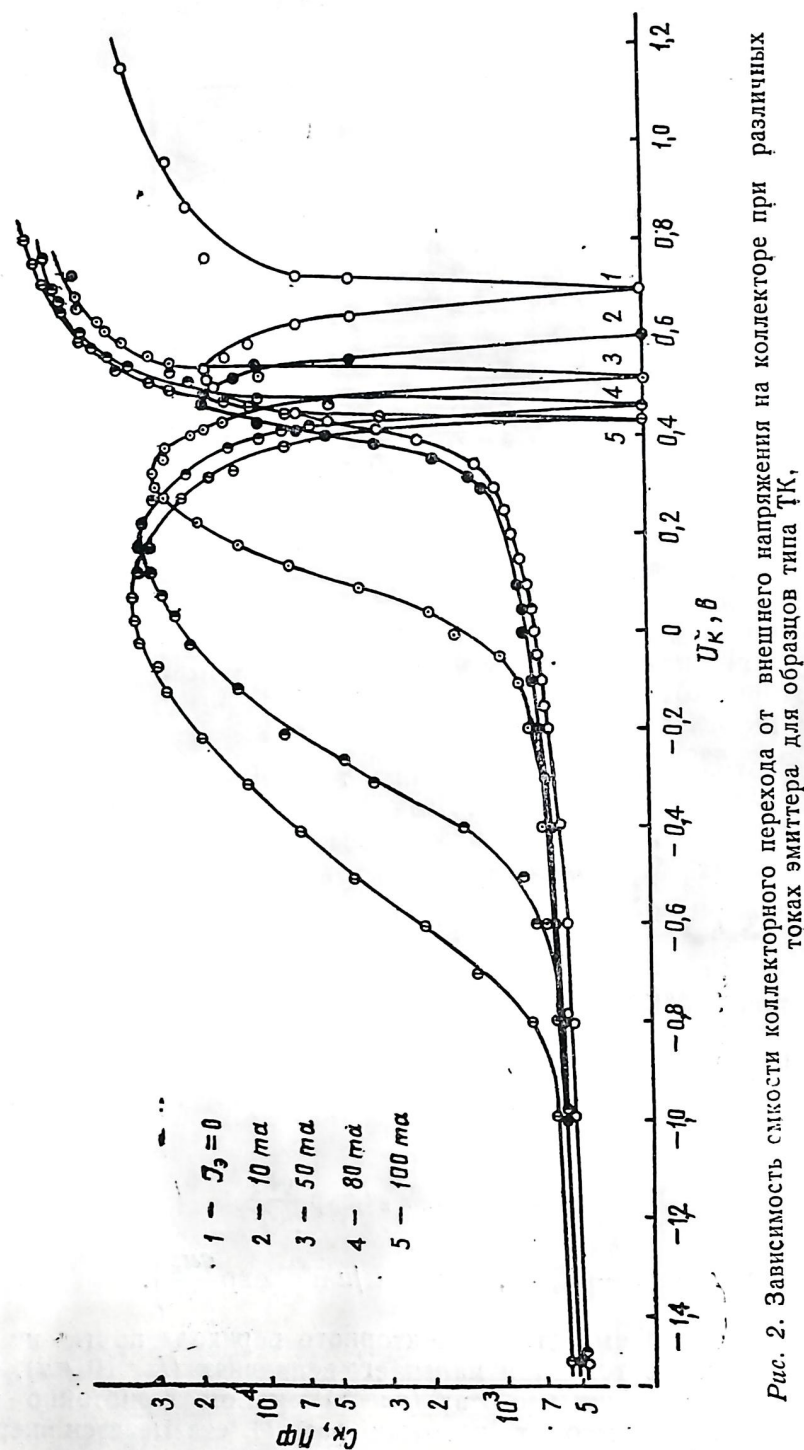


Рис. 2. Зависимость емкости коллекторного перехода от внешнего напряжения на коллекторе при различных токах эмиттера для образцов типа ТК.

где $U^* \approx 0,65 \div 0,61$ в и $\alpha = 1,6 \div 1,3$ в $\cdot$ а $^{-1}$ для образцов типа ТК. Для германиевых же транзисторов наблюдается более слабая связь $U_{инв}$ с $I_э$: $U^* \approx 0,15 \div 0,13$ в и $\alpha \approx 0,3 \div 0,4$ в а $^{-1}$.

Величина эффективной емкости коллекторного перехода, а также ее инверсия в индуктивность, как и в случае токовой и световой инжекции, определяется изменением концентрации свободных носителей и инерционностью установления квазистационарного состояния при высоких частотах.

Оценим концентрацию неравновесных носителей, вошедших в тело коллектора при фиксированном эмиттерном токе, и их вклад в величину емкости. Инжектированные эмиттерным переходом неравновесные носители являются основными носителями области неравновесия коллектора, поэтому пересекают слой объемного заряда коллекторного перехода с постоянной дрейфовой скоростью $v_{др} \approx \mu E_{ср} \approx 4 \cdot 10^6$ (для ТК) и $5,7 \cdot 10^7$ см/сек $^{-1}$ (для ТГ). Однако величина обратного тока коллекторного перехода аналогично диффузионному току насыщения идеального перехода определяется скоростью появления неравновесных носителей на границе коллекторного перехода с базой.

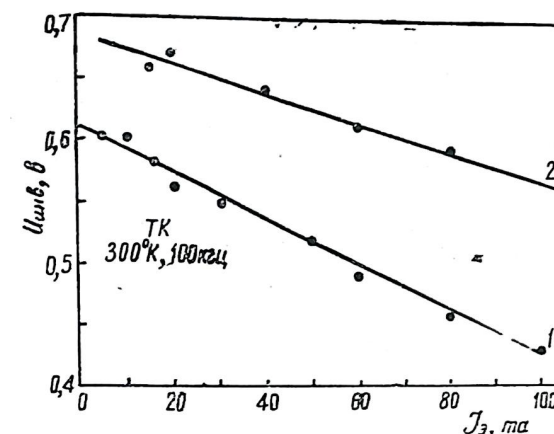


Рис. 3. Зависимость напряжения инверсии коллекторного перехода от эмиттерного тока для двух различных образцов типа ТК

Плотность тока дырок, инжектированных из эмиттера в n -базу, определяется выражением

$$I_p = q p (v_{диф} + v_{др}),$$

где $v_{диф} = \frac{D_p}{d_6}$ — диффузионная и $v_{др} = \mu_p E$ — дрейфовая составляющие средней скорости дырок в базе. Диффузионная составляющая скорости для электронов и дырок соответственно равна $v_{диф} \approx 3,1 \cdot 10^6$ см/сек, а дрейфовая при низких уровнях инжекции $v_{др} = 0,5 \cdot 10^3$ и $v_{др} = 1,3 \cdot 10^3$ см/сек и несколько возрастает с увеличением уровня инжекции.

Полная скорость неравновесных неосновных носителей через базу будет равна $v_n = 3,5 \cdot 10^3$ см/сек для транзисторов типа ТК и $7 \cdot 10^3$ см/сек для ТГ. Количество электронов, уходящих с базы за коллекторный переход транзисторов ТК, равно

$$n_k = \frac{I_э}{S_э q v_n} \approx 5 \cdot 10^{15} I_э, \quad (1)$$

а количество дырок, уходящих с базы за коллекторный переход транзисторов ТГ, составляет

$$p_k = \frac{I_э}{S_э q v_p} \approx 8 \cdot 10^{15} I_э. \quad (1a)$$

Эти неравновесные носители, пролетающие через коллекторный переход, увеличивают ее емкость. В соответствии с вышеприведенным соотношением емкость, обусловленная свободными носителями переходного слоя, при данном эмиттерном токе будет

$$C_{пз} = \frac{q^2}{kT} S_k w_0 n_k = 1,1 \cdot 10^6 I_3 \quad (2)$$

для образцов типа ТК, а для ТГ $C_{пз} = 3,8 \cdot 10^5 I_3$. Здесь эмиттерный ток выражен в амперах, тогда $C_{пз}$ выражается в пикофарадах.

При малых токах эмиттера ($I_3 \leq 10$ ма) $n_k = 5,10^{13} \text{ см}^{-3}$ (ТК) — $p_k = 8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (ТГ) — концентрация неравновесных носителей значительно меньше концентрации равновесных, поэтому емкость прямо- смещенного коллекторного перехода почти не изменяется (рис. 1, 2). При токах $I_3 \geq 30$ ма зависимость $C_k^{\text{min}}(I_3)$ имеет линейный характер, наклон ее равен $1,5 \times 10^6 \text{ пфа}^{-1}$, что хорошо согласуется с формулой (2).

Неравновесные носители в коллекторном переходе обуславливают как появление дополнительной емкости, так и облегчают инверсию суммарной емкости коллекторного перехода в индуктивность.

Экстраполяция зависимости $U_{\text{нв}}(I_3)$ к большим эмиттерным токам дает величину $I_{\text{экр}}$, при которой имеет место инверсия реактивности коллекторного перехода без приложения к нему внешнего напряжения. Эта величина $I_{\text{экр}} = 0,36$ а для образцов типа ТК и 0,75 а для ТГ, тогда $n_k = 1,8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ $p_k = 6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Для кремниевых транзисторов имеется хорошее согласие этой величины с концентрацией доноров в теле коллектора $N_{\text{дк}} \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а для германиевых получается завышенное значение. Последнее может быть обусловлено слабой зависимостью $U_{\text{нв}}(I_3)$ и очень далекой экстраполяцией (от 100 до 750 ма) $U_{\text{нв}} \rightarrow 0$.

Таким образом, можно управлять как величиной, эмиттерного тока, так и знаком емкости коллекторного перехода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абдуллаев Г. Б., Джафарова Э. А., Искендер-заде З. А., Чел-ноков В. Е., Алиханова Ш. А., Бадалов А. З., Ахундов М. Р. Solid State Electron, 11,2, 233, 1968.

2. Абдуллаев Г. Б., Искендер-заде З. А., Ахундов М. Р., Джа-фарова Э. А., Алиханова Ш. А. „Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук“, 1970, № 4.

Физический институт
АН Азерб. ССР

Поступило 4. I 1972

Г. Б. Абдуллаев, З. Э. Искендерзаде, Е. Э. Чэфарова, М. Р. Ахундов,
Ш. Э. Алиханова, У. С. Пашабэзова

Транзисторларда эмиттер чэрэжанынын коллектор тутумуна тэ'сиринин тэдгиги

ХУЛАСЭ

Мэгалэдэ керманиум вэ силисиум транзисторларында эмиттер-дэн инжексија едилмиш таразсыз гејри-эсас дашыјычыларын коллек-тор кечидинин тутумуна тэ'сири өјрәнилмишдир.

Мүөјјәнләшдирилмишдир ки, эмиттер чэрэжанынын гијмәтини дә-јишмәклә коллектор кечидинин ефектив тутумуну һәм кәмијјәтгә, һәм дә кефијјәтгә идарә етмәк олар.

А. А. ЭФЕНДИЗАДЕ, С. М. БАГИРОВ,
Ф. А. НЕЙМАТОВА, М. А. АЛИЯРОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ РЕЖИМОВ РАБОТЫ АСИНХРОННОГО ДВИГАТЕЛЯ ПРОТЕКТОРНОГО АГРЕГАТА

В условиях эксплуатации регулируемых электроприводов имеет место отклонение их параметров от номинальных величин. Для некоторых установок при переходе с одного типа или марки выпускаемой продукции на другие значительно меняются нагрузка и маховые массы. Так, например, на шинных предприятиях в процессе работы протекторного агрегата в зависимости от марки изготавливаемых шин изменяются маховые массы, что приводит к изменению момента нагрузки в довольно широких пределах.

При частотном регулировании скорости электропривода частота и напряжение питания источника изменяются в большом диапазоне. В соответствии с требованиями производства асинхронный электропривод работает в динамических режимах при различных фиксированных значениях частоты и напряжения.

Цель данной работы заключалась в нахождении значений частоты и напряжения, способствующих быстрому разгону двигателя. В связи с этим для привода отрезного станка, являющегося основным узлом протекторного агрегата, была выбрана система преобразователь частоты — асинхронный двигатель.

Систему уравнений асинхронного двигателя с учетом первой гармоники можно представить в виде, удобном для решения на аналоговой вычислительной машине ЭМУ-10:

$$\begin{aligned} \frac{di_{1a}}{d\tau} &= A_{10} + A_{11} i_{1a} + A_{12} i_{1\beta} + A_{13} i_{2a} + A_{14} i_{2\beta}, \\ \frac{di_{1\beta}}{d\tau} &= A_{20} + A_{21} i_{1a} + A_{22} i_{1\beta} + A_{23} i_{2a} + A_{24} i_{2\beta}, \\ \frac{di_{2a}}{d\tau} &= A_{30} + A_{31} i_{1a} + A_{32} i_{1\beta} + A_{33} i_{2a} + A_{34} i_{2\beta}, \\ \frac{di_{2\beta}}{d\tau} &= A_{40} + A_{41} i_{1a} + A_{42} i_{1\beta} + A_{43} i_{2a} + A_{44} i_{2\beta}, \\ \frac{ds}{d\tau} &= A_{50} (i_{2a} i_{1\beta} - i_{2\beta} i_{1a}) - A_{51}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь

$$\begin{aligned} A_{10} &= \frac{u_{1\alpha} \nu x_2}{D}, & A_{20} &= \frac{u_{1\beta} \nu x_\mu}{D}, & A_{30} &= -\frac{u_{1\alpha} \nu x_\mu}{D}, \\ A_{40} &= -\frac{u_{1\beta} \nu x_\mu}{D}, & A_{11} &= -\frac{r_2 x_2}{D}, & A_{12} &= \frac{(x_1 x_2 - x_\mu^2 S) \nu}{D}, \\ A_{13} &= \frac{r_2 x_\mu}{D}, & A_{14} &= \frac{x_2 x_\mu \nu (1-s)}{D}, & A_{21} &= -A_{12}, & A_{22} &= A_{11}, \\ A_{23} &= -A_{14}, & A_{24} &= A_{13}, & A_{31} &= \frac{r_1 x_\mu}{D}, & A_{32} &= -\frac{x_1 x_\mu (1-s) \nu}{D}, \\ A_{33} &= -\frac{r_2 x_1}{D}, & A_{34} &= \frac{(x_1 x_2 s - x_\mu^2) \nu}{D}, & A_{41} &= -A_{32}, & A_{42} &= -A_{31}, \\ A_{43} &= -A_{34}, & A_{44} &= A_{33}, & D &= x_1 x_2 - x_\mu^2, & \tau &= \omega_0 t, & A_{50} &= \frac{x_\mu}{T_m}, \\ A_{51} &= \frac{M_c}{T_m}, \end{aligned}$$

где $T_m = \frac{GD^2 n^2 (1-s)}{364 (P_n + \Delta P_n)}$ — механическая постоянная времени.

Задача решена для асинхронного двигателя типа АО—51/4, 4,5 кВт, 1440 об/мин, 220/380 в, 16,3/9,4 а, при заданных значениях

$$r_1 = 0,97 \text{ ом},$$

$$r_2 = 2,047 \text{ ом},$$

$$x_1 = x_2 = 1,98,$$

$$x_\mu = 68,796.$$

Параметры асинхронного двигателя в относительных единицах:

$$r_1 = 0,04146, \quad r_2 = 0,0875, \quad x_1 = x_2 = 3,029, \quad x_\mu = 2,94.$$

При расчете были приняты следующие базисные величины:

$$t_6 = \frac{1}{2\pi f_n} = 3,19 \cdot 10^{-3} \text{ сек};$$

базисное напряжение

$$u_6 = u_\phi \sqrt{2} = 310 \text{ в};$$

базисный ток

$$I_6 = I_n \sqrt{2} = 13,25 \text{ а};$$

базисное сопротивление

$$r_6 = \frac{u_b}{I_b} = 23,4 \text{ ом}.$$

При моделировании одну машинную секунду считали равной одному радиану. Напряжение в сети принимали постоянным и равным номинальному значению, а по начальной фазе — сдвинутым относительно осей α и β на 45° . Поэтому в относительных единицах $u_{1\alpha} = 0,706$, $u_{1\beta} = 0,706$. Был выбран масштаб для токов:

$$i_{1\alpha} = 10 \tilde{i}_{1\alpha}, \quad i_{1\beta} = 10 \tilde{i}_{1\beta}, \quad i_{2\alpha} = 10 \tilde{i}_{2\alpha}, \quad i_{2\beta} = 10 \tilde{i}_{2\beta}.$$

С целью установления влияния напряжения и частоты питающего источника при различных параметрах электропривода на характер протекания переходных процессов были произведены расчеты по системе уравнений (1) в соответствии с блок-схемой. Анализировали характер кривых $n = f(t)$, $M = f(t)$, $i_c = f(t)$, $i_p = f(t)$ в процессе пуска и устанавливали пиковые значения токов, $i_{c \text{ пик}}$, $i_{p \text{ пик}}$, при различных величинах напряжения u , частоты ν , моментов сопротивлений

M_c и маховых моментов GD^2 . При этом рассматривались следующие параметры;

$$\begin{aligned} u &= (1,0; 1,2; 1,1; 0,9; 0,8) u_n, \\ \nu &= f/f_n = (1,0; 0,8; 0,6; 0,4), \\ M_c &= (1,0; 0,7; 0) M_n, \\ GD^2 &= 0,4; 0,2. \end{aligned}$$

На рис. 1 представлены зависимости $n = f(t)$ при различных уровнях напряжения, приложенного к двигателю, и моментов нагрузки $M_c = 0; 0,7; 1,0$ при частоте $\nu = 1$. Увеличение времени разгона дви-

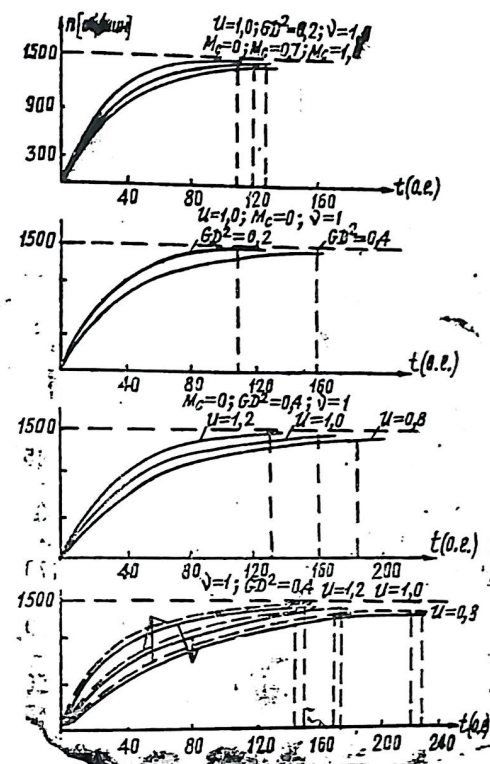


Рис. 1

тателя с уменьшением напряжения характеризуется следующим образом: если время разгона двигателя при $u = 1$ составляет 116 сек машинного времени, то при $u = 1,1$ $t = 98$ м. е., при $u = 1,2$ $t = 80$ м. е., при $u = 0,9$ $t = 128$ м. е. и при $u = 0,8$ $t = 135$ м. е. Данные, характеризующие ухудшение быстродействия асинхронного двигателя приведены в табл. 1.

Как видно из таблицы, увеличение продолжительности разгона двигателя при $GD^2 = 0,4$ по сравнению со случаем, когда $GD^2 = 0,2$, имеет место при изменении напряжения выше и ниже номинального значения.

Таблица 1

ν	u	1,2	1,1	1,0	0,9	0,8
0,2		100%	100%	100%	100%	100%
0,4		137,5%	122,7%	120,7%	125,7%	137,0%

Согласно расчетам (табл. 2) период разгона при холостом ходе и под нагрузкой отличается несущественно (рис. 1), в то время как

при увеличении момента инерции и нагрузки двигателя значительно сглаживаются пики электромагнитного момента и токов двигателя. С уменьшением напряжения возрастает установившееся значение скольжения. Так, например (рис. 1), при $GD^2 = 0,2$, когда $u = 1,2$, $S_y = 0,041$, если $u = 1,1$, то $S_y = 0,043$, при $u = 1,0$ $S_y = 0,05$ при $u = 0,9$ $S_y = 0,055$ и при $u = 0,8$ $S_y = 0,062$. Увеличение момента инерции также приводит к росту установившегося значения скольжения.

Таблица 2

		$GD^2=0,2$				$GD^2=0,4$			
M_c	$u \backslash v$	1,0	0,8	0,6	0,4	1,0	0,8	0,6	0,4
0	1,2	70	70	70	60	130	125	120	109
	1,1	90	85	80	78	140	138	136	120
	1,0	110	100	95	91	160	155	148	132
	0,9	126	115	108	100	170	168	156	150
	0,8	135	130	120	115	185	182	178	175
0,7	1,2	76	76	75	68	145	128	123	115
	1,1	98	95	90	75	160	145	140	124
	1,0	120	110	107	92	170	160	152	148
	0,9	128	120	118	102	180	175	165	155
	0,8	140	135	126	120	220	216	205	200

Нами был произведен расчет электромеханического переходного процесса при различных частотах ($v = 1,0; 0,8; 0,6; 0,4$). На рис. 2 показаны кривые зависимости времени разгона от напряжения при различных частотах для двух значений махового момента. На интенсивность уменьшения времени переходного процесса при снижении частоты питающего напряжения существенное влияние оказывает величина махового момента. Так, для $GD^2 = 0,2$ $u = 1,0$, $v = 1,0$, $t = 116$ м. е., а для $v = 0,8$ $t = 110$ м. е., при $v = 0,6$ $t = 107$ м. е., при $v = 0,4$ $t = 104$ м. е. В случае $GD^2 = 0,4$, соответственно, $t = 160, 155, 152$ и 148 м. е.

Повышение напряжения до определенной величины способствует росту электромагнитного момента на валу двигателя, однако чрезмерное увеличение питающего напряжения, как и следовало ожидать, не создает полезного электромагнитного момента на валу двигателя, а наоборот, ухудшает его энергетические показатели и приводит к нагреву обмоток.

Учитывая, что пуск при больших значениях напряжения происходит интенсивнее, установлена определенная зависимость изменения напряжения во время пуска, которая при достаточном времени разгона на валу двигателя развивает благоприятный электромагнитный момент. Это подтверждается рядом кривых $M = f(t)$, представленных на рис. 3 (а, б). Как видно из рисунка, с уменьшением частоты первый пик момента смещается по времени. Если при $u = 1,2$ и $v = 1$ первый пик получается через 12 сек машинного времени, то при

$v = 0,8$ для этого потребуется 14 м. е., при $v = 0,6$ —21 м. е., а в случае $v = 0,4$ —28 м. е. Следует отметить, что это время мало зависит от нагрузки и момента инерции.

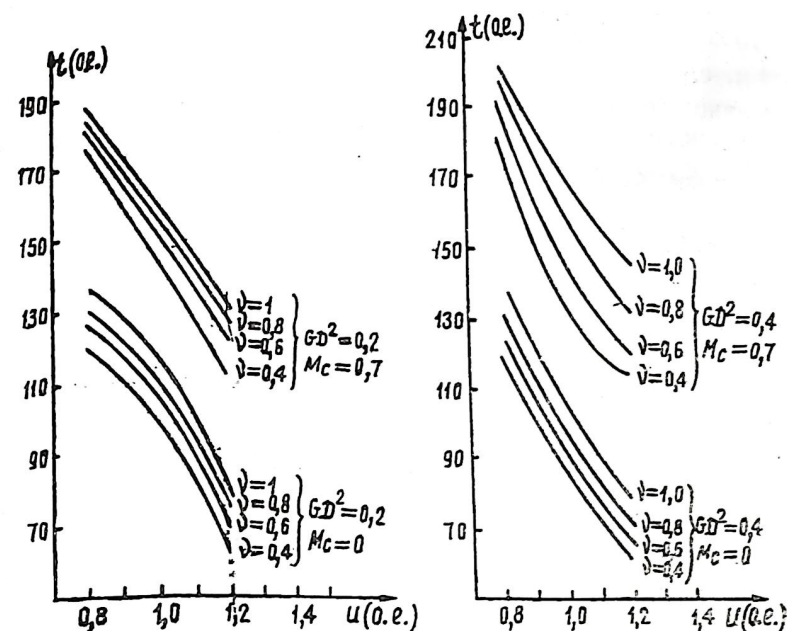


Рис. 2

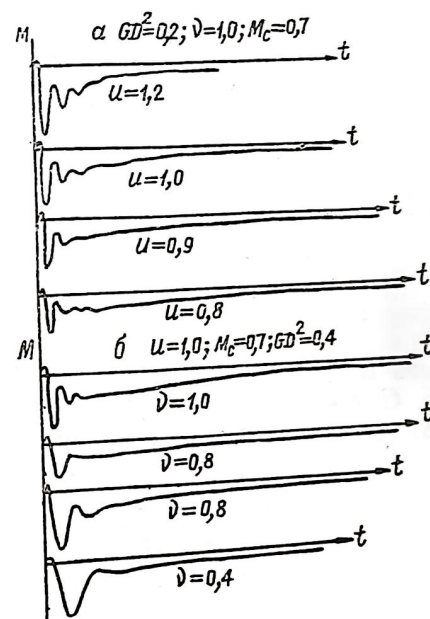


Рис. 3

Учитывая, что тиристоры вследствие малого внутреннего сопротивления весьма чувствительны к пикам токов и что площадь переходов у них ограниченная, выделяемое тепло, быстро нагревая эти переходы может вывести их из строя. В целях изучения влияния токов по всему периоду переходного процесса нами были сняты зависимости $i_{1a} = f(t)$, $i_{2a} = f(t)$, $i_{2b} = f(t)$ при различных параметрах: $u = 1,0; 1,1; 1,2; 0,9; 0,8; v = 1,0; 0,8; 0,6; 0,4; GD^2 = 0,2; 0,4; M_c = 0,7$.

На рис. 4, а представлены зависимости токов ротора и статора от времени при $u = 1,0$, $GD^2 = 0,4$, $M_c = 0,7$ для различных частот. Как показали расчеты, изменение махового момента не оказывает существенного влияния на величину пиков и установившихся значений токов статора и ротора. Так, например, при $GD^2 = 0,2$ $i_{1a\max} = 38$ м. е., $i_{1\beta\max} = 84$ м. е., $i_{2a\max} = 34$ м. е., $i_{2\beta\max} = 85$ м. е., а для $GD^2 = 0,4$, соответственно: 38, 86, 33 и 86 м. е.

Установившиеся значения токов при $GD^2 = 0,2$:
 $i_{1ay} = 0,9$ м. е., $i_{1\beta y} = 17,9$ м. е., $i_{2ay} = 3,4$ м. е., $i_{2\beta y} = 15,9$ м. е.,
а при $GD^2 = 0,4$

$i_{1ay} = 1,0$ м. е., $i_{1\beta y} = 18,9$ м. е., $i_{2ay} = 3$ м. е., $i_{2\beta y} = 17,1$ м. е.

Наименьшие величины токов статора и ротора достигаются при правильном выборе значения питающего напряжения.

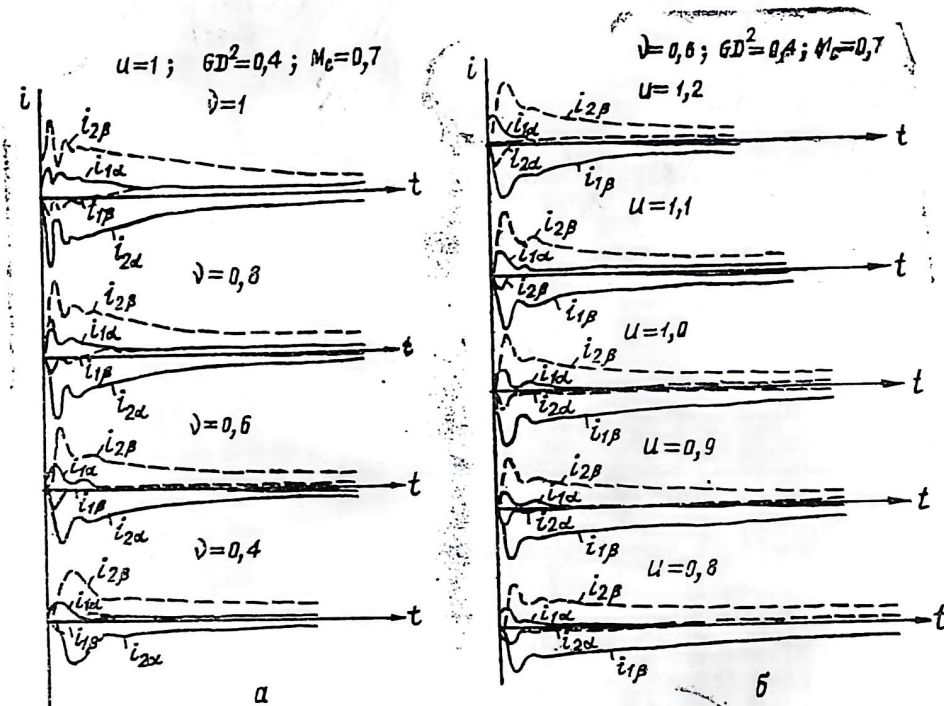


Рис. 4

На рис. 4, б показаны зависимости $i_{1a} = f(t)$, $i_{1\beta} = f(t)$, $i_{2a} = f(t)$, $i_{2\beta} = f(t)$ при $v = 0,6$, $GD^2 = 0,4$, $M_c = 0,7$ для различных значений напряжений. При изменении напряжения в пределах $u = 1,2 \div 0,8$ значения пиков токов статора и ротора убывают следующим образом:

$$i_{1a} = 38 \div 25 \text{ м. е.}$$

$$i_{1\beta} = 83 \div 60 \text{ м. е.}$$

$$i_{2a} = 32 \div 20 \text{ м. е.}$$

$$i_{2\beta} = 85 \div 62 \text{ м. е.}$$

С уменьшением частоты v от 1 до 0,4 при законе $\frac{u}{f} = \text{const}$, с параметрами двигателя $u = 0,9$, $M_c = 0,7$, $GD^2 = 0,2$,

$$i_{1a} = 34 \div 20 \text{ м. е.}$$

$$i_{1\beta} = 73 \div 50 \text{ м. е.}$$

$$i_{2a} = 26 \div 18 \text{ м. е.}$$

$$i_{2\beta} = 73 \div 51 \text{ м. е.}$$

Таким образом, на основании расчетов и исследований приходим к выводу, что для быстрого и благоприятного разгона асинхронного двигателя к моменту его включения необходимо подать возможно большее значение напряжения ($u = 1,2v$) при меньшей частоте ($v = 0,4$). Причем по мере разгона двигателя ($v = 0,4 \div 1$) напряжение следует изменять соответственно от $u = 1$ до $u = v$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Левин Л. Методы решения технических задач с использованием аналоговых вычислительных машин. Изд-во „Мир“, М., 1966.
2. Листенгартен Б. А., Багиров С. М., Насирова Л. М. „Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук“, 1968, № 6.
3. Эфендизаде А. А. Регулируемый асинхронный электропривод. Баку, 1955.
4. Эфендизаде А. А. Частотное управление электродвигателей. Баку, 1969.

Институт энергетики
им. Есьмана

Поступило 6.I 1971

А. А. Эфендизаде, С. М. Багиров, Ф. Э. Нежметова, М. А. Алижаров

Протоктор дэзкаһыны һәрәкәт етдирән асинхрон мұһәрријин
динамик иш режимләринин тәдгиги

ХУЛАСӘ

Мәгаләдә кәркинлијин биринчи һармоникасыны нәзәрә алмагла ишәбурахма һалы үчүн әталәт моментинин, гига мәнбәјинин кәркинлијинин, тезлик вә амплитудунун, мұғавимәт моментинин мұхтәлиф гижмәтләриндә електромеханики кечид һалынын һесабы верилмишдир. Бунун үчүн тезлик чевиричиси—асинхрон мұһәррик системиндән өтрү диференсиал тәнликләр јазылмыш вә һәмин мәсәләләр мұхтәлиф вариантларда ЕМУ-10 машынында һәлл едилмишдир. Бундан әлавә, шәбәкә кәркинлијинин, тезлијинин вә һәмчинин әталәт, мұғавимәт моментләринин мұһәрријин чәрәјан, момент әјриләринә вә ишәдүшмә вахтына тәсири өјрәнилмишдир.

Мәгаләдә ишәбурахма заманы шәбәкә кәркинлијинин вә тезлијинин һансы гижмәтдә кәтүрүлмәси шәрти арашдырылмышдыр. Сечилмиш кәркинлик вә онун тезлији интигалын мұмкүн гәдәр гыса мүддәтдә ишә дүшмәсинә имкан верир.

12. Формулы должны быть вписаны свободно, четко, крупно, нумерация их должна быть сплошной (не по разделам) по всей статье. Единицы измерения величин обозначаются русскими буквами. Так, надо писать эв, а не ev.
В статье должен быть разъяснен смысл каждой величины, используемой в тексте, таблицах и на рисунках.
Следует обратить внимание на аккуратное изображение нижних и верхних индексов. Индексы нельзя писать на одном уровне с основной буквой.

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

Редакция журнала „Известия АН Азербайджанской ССР, серия физико-технических и математических наук“ просит авторов при направлении статьи в печать руководствоваться изложенными ниже правилами. Статьи, присланные без соблюдения этих правил, рассматриваться редакцией не будут.

1. Статьи, являющиеся результатами работ, проведенных в учреждениях, должны обязательно иметь направление от соответствующих учреждений.

2. К статье необходимо прилагать резюме на азербайджанском (хүласэ) и английском (abstract) языках, в котором должны быть кратко изложены основное содержание работы, особенности постановки задачи, методика проведения исследования и основные результаты.

3. Объем статьи не должен превышать 10 страниц текста на пишущей машинке. При этом разрешается прилагать не более трех рисунков. Как текст, так и рисунки должны представляться в двух экземплярах (один экземпляр текста—первый машинописный оттиск).

4. Изменения и дополнения в тексте и рисунках при корректуре не допускаются. Корректурa с подписью автора и датой ее подписания должна быть выслана обратно в редакцию в течение суток с момента ее получения.

5. К рукописи необходимо приложить адрес с указанием фамилии, полного имени и отчества автора, а также номера телефона (служебного и домашнего).

6. Статьи печатаются на пишущей машинке с крупным шрифтом, черной лентой, через два интервала, на одной стороне листа. Поля с левой стороны листа должны быть не уже 4 см. Рукописные вставки не допускаются. Все страницы текста вместе с литературой должны быть пронумерованы. Сокращения необходимо предварительно расшифровывать. Пример: Вольтамперная характеристика (вах).

7. Название статьи должно быть кратким и четко отражать основное содержание работы.

8. Литература оформляется в следующем порядке. Для журнальных статей указываются фамилии и инициалы авторов, затем название журнала, номер тома и год издания. Для книг указываются фамилии и инициалы авторов, полное название, соответствующая страница, издательство, место издания и год.

9. Рисунки должны быть выполнены четко, в формате, обеспечивающем понимание всех деталей. Формат рисунков должен быть таким, чтобы при уменьшении линейных размеров не более чем в два раза получались обычные для журнала размеры клише.

Рисунки должны быть выполнены тушью или черными чернилами на кальке чертежной или миллиметровой бумаге.

Фотографии представляются на глянцевой бумаге, с четким изображением всех деталей, без изломов, желтизны, серости (затянутости). Желательно к тоновым рисункам прилагать разъяснения, какие детали должны быть выделены, а какие не являются существенными.

Рисунки и фотографии представляются отдельно от рукописи. Не следует приклеивать рисунки к оригиналу рукописи. На обороте рисунка указываются фамилия автора, название статьи и номер (на фотографии писать карандашом).

10. Подписи к рисункам печатаются на отдельном листе. Все обозначения на рисунках (знак, линии) должны быть разъяснены в подписях или в тексте статьи.

11. Таблицы должны быть напечатаны на отдельных листах. Каждая таблица должна иметь заголовок. Обязательно следует указывать единицы измерения величин.

Представление таблиц в виде фотографий не допускается.

МҮНДЭРИЧАТ

А. А. Эбдүррәһманов, Р. Э. Рәһимова, Л. М. Иманов.	3
Нормал пропи́л спирти молекулунда дахили фырланма	10
Ч. Ш. Абдинов, К. Н. Мәммәдәлијева, Ф. Б. Начыјев. Селенин ишыгландырылмасы заманы електрик кечирмәсинин дәјишмәси һаггында	13
Н. Р. Нуријев, Р. Б. Шәфизадә. Ag_2Se бирләшмәсинин тетрагонал модификасијасынын әмәлә кәлмәси шәртләри дајаныглыгы һаггында	18
Ч. М. Чуварлы, Ј. В. Дмитријев, Е. М. Чәфәров, К. Э. Әһмәдов. ЕВХ вә јердә јаранан сәтһ еффе́ктини нәзәрә алмагла ЕВХ параметрләринин һеса́бланмасына даир	22
А. П. Жернов, Х. М. Пашајев. Ашгарлы ферромагнит металын молекулјар саһәјә јахынлашмасы нәзәријәси	29
Н. Б. Абдуллајев, А. В. Лјубченко, М. Х. Әлијева, Т. И. Әлијев, М. К. Шејикман. Керманиум ашгарлы р-тип GaTe монокристалларында јапышманын јукдашыјычыларын рекомбинасијасына тәсири	40
М. Н. Абдуллајев. Мүрәккәб магнитнизамлы кристалларда мәнфи мүбадилә әлагәли ашгар атомлары	48
Л. М. Иманов, Ф. Н. Мирзәјев. гидрокен әлагәсинин кимјәви јердәјишмәјә тәси́ринин тәдгиги	52
Р. И. Кажлајева, М. Н. Шаһтахтински. Кнудсен үсулу илә бухарбәрк фаза арасында таразлыгы тәдричән јаранан маддәләрин бухар тәзјигинин тәдгиги	56
М. А. Бағыров, С. А. Аббасов, Т. Ф. Аббасов. Електрик саһәси вә механики јүкүн бир вахтда тәси́ри илә полимер назик тәбәгәнин мөһкәмлији вә ишләнмә мүддәтинин дәјишилмәси	61
Р. И. Кажлајева, М. Н. Шаһтахтински. Бисмутун дојмуш бухар тәзјигинин тәдгиги	65
З. З. Маһмудов. Ишығын вә кичик сүр'әтли нејтронларын јүнкүл охлу антиферромагнитләрдән сәпилмәсинә даир	68
Е. М. Епштейн, В. Ј. Штејншрајбер. Нәчми електрик јүкләринин јүксәк тезликли електрик саһәсиндә релаксасијасы	70
Л. М. Иманов, В. М. Нағыјев, А. А. Чаббаров. Ванади, волфрам вә фосфор оксидләри әсасында һазырланмыш оксид јарымкечиричи шүшәләрдә тәкләнмиш электронлар вә јукдашыјычылары	75
Н. Т. Аразов. Јупитерин бешинчи пејкинин аналитик нәзәријәси	82
М. Б. Кәримбәјов. Атмосфер шәраитиндә күнәшин граниулјасија саһәсинин тәдгиги методларына даир	89
С. Э. Начыјев. Јукава вә дәрдфермионду гаршылыгы тәси́рин екви-валентли һаггында	93
Р. Ш. Јәһјајев. Полјарлашмыш электронла антинејтринин удулма иросесләри	100
В. Б. Магалински, А. Х. Ктсојев. Јахын сыра моделинин бир син-фи үчүн термодинамик нәтичәләр	108
Г. И. Гәрибов, Г. И. Әфәндијев. Чивә бухары вә чивә илә неон гарышығы плазмасы рәгсләринин узунуна магнит саһәсиндә тәдгиги	114
И. И. Нүсәјнов. Слејтер типли орбиталлардан асылы икимәркәзли интегралларын вә үчмәркәзли нүвәјә чазибә интегралларын аналитик һеса́бланмасы	114
О. Б. Абдинов. Кластер гурулушу вә сүр'әтли протанларын јүнкүл нүвәләрдә гејри-еластики гаршылыгы тәси́ри	119

Е. О. Чәфәров, О. А. Голикова, Б. С. Стилбанс. VI груп кечид металларын карбидләринин јүксәк температурда истиликкечирмәси	123
Б. Т. Коломијетс, Т. Ф. Мазетс, Э. М. Мәммәдов, Ш. М. Әфәндијев. Аморф ASe_3 маддәсинин сынна әмсалынын електрик саһәсиндә дәјишмәси	127
Э. П. Мәммәдов, Б. А. Дадашов, Б. М. Әлијев, Л. Ј. Панова, Н. М. Кәримов. Гургушунла активләшдирилмиш хлорлу метиламмонийун спектрал характеристикалары	131
Б. Б. Давыдов. Импульс бошалмасында катод областынын тәдгиги	136
Г. Э. Ахундов, А. А. Ағајева, Г. Л. Беленки, В. М. Салманов. Галлий селениддә лазер шүаларынын тәси́ри илә јарадылмыш ашгар фотокечиричилијә електрик саһәсинин тәси́ри	142
Н. Б. Абдуллајев, З. Э. Искәндәрзадә, Е. Э. Чәфәрова, М. Р. Ахундов. Ш. Э. Әлиханова, У. С. Пашабәјова. Транзи-сторларда емиттер чәрәјанынын коллектор тутумуна тәси́ринин тәдгиги	144
А. А. Әфәндизадә, С. М. Бағыров, Ф. Э. Нејмәтова, М. А. Әлијаров. Протокол дэзкаһыны һәрәкәт етдирән асинхрон мүһәрри-кин динамик иш режимләринин тәдгиги	149
Мүәллифләрин нәзәринә	156

СОДЕРЖАНИЕ

А. А. Абдурахманов, Р. А. Рагимова, Л. М. Иманов. Внутреннее вращение и потенциальный барьер в молекуле нормального пропилового спирта	3
Д. Ш. Абдинов, Г. Г. Мамедалиева, Ф. Б. Гаджиев. Об изменении электропроводности селена при освещении	10
И. Р. Нуриев, Р. Б. Шафизаде. Об условиях образования и устойчивости тетрагональной модификации Ag_2Se	13
Ч. М. Джуварлы, Е. В. Дмитриев, Э. М. Джафаров, К. А. Ахмедов. К расчету параметров модели для учета поверхностного эффекта в земле и проводах линий электропередач	18
А. П. Жернов, Х. М. Пашаев. Теория примесного ферромагнитного металла в приближении молекулярного поля	22
Г. Б. Абдуллаев, А. В. Любченко, М. Х. Алиева, Т. И. Алиев, М. К. Шейнкман. Влияние прилипания на рекомбинацию носителей в монокристаллах Ga Te Р-типа, легированных германием	29
М. Н. Абдуллаев. Антиферромагнитная примесная связь в сложных магнитоупорядоченных кристаллах	40
Л. М. Иманов, Ф. Г. Мирзоев. Исследование влияния водородной связи на химический сдвиг	48
Р. И. Кажлаева, М. Г. Шахтахтинский. Исследование давлений насыщенных паров методом Кнудсена веществ с медленным установлением равновесия пар—твердое тело	52
М. А. Багиров, С. А. Абасов, Т. Ф. Аббасов. Изменения долговечности и времени жизни полимерных пленок при одновременном воздействии электрического поля и механической нагрузки	56
Р. И. Кажлаева, М. Г. Шахтахтинский. Исследование давления насыщенного пара висмута	61
З. З. Махмудов. О рассеянии света и медленных нейтронов в проводящих антиферромагнетиках типа легкая ось	65
Э. М. Эпштейн, В. Я. Штейншрайбер. Релаксация объемного заряда в высокочастотном электрическом поле	68
Л. М. Иманов, В. М. Нагиев, А. А. Джаббаров. Неспаренные электроны и носители заряда в оксидных полупроводниковых стеклах на основе оксидов ванадия, вольфрама и фосфора	70
Г. Т. Аразов. Аналитическая теория движения пятого спутника Юпитера	75
М. Б. Керимбеков. О методах исследования полей солнечной грани- ляции при наличии атмосферных помех	82
С. А. Гаджиев. Об эквивалентности юкавского и четырехфермионного взаимодействий I	89
Р. Ш. Яхьяев. Процессы поглощения антинейтрино с поляризованным электроном	93
В. Б. Магалинский, А. Х. Кцоев. Термодинамические следствия для одного класса моделей ближнего порядка. Простое вещество	100
Г. И. Гарибов, К. И. Эфендиев. Колебания плазмы разряда в парах ртути и смеси ртути с неоном в продольном магнитном поле	108
И. И. Гусейнов. К аналитическому вычислению двухцентровых интегралов и трехцентровых интегралов притяжения к ядру с орбиталями слеятеровского типа	114
О. Б. Абдинов. Кластерная структура и неупругие взаимодействия быстрых протонов с легким ядром	119

Джафаров, О. А. Голикова, Л. С. Сильбанс. Тепло- проводность карбидов переходных металлов IV группы при высоких температу- рах	123
Б. Т. Коломнец, Т. Ф. Мазец, А. М. Мамедов и Ш. М. Эфен- диев. Изменение показателя преломления аморфного селенида мышьяка в электрическом поле	127
А. П. Мамедов, Б. А. Дадашев, Б. М. Алиев, Л. Я. Панова, Н. М. Керимов. Спектральные характеристики хлорида метиламмония, активированного свинцом	131
Б. Б. Давыдов. Исследование катодной области импульсного разряда	136
Г. А. Ахундов, А. А. Агаева, Г. Л. Беленький, В. М. Салманов. Влияние электрического поля на примесную фотопроводимость селенида галлия, индуцированную лазерным излучением	142
Г. Б. Абдуллаев, Э. А. Искендер-заде, Э. А. Джафарова, М. Р. Ахундов, Ш. А. Алиханова, У. С. Пашабекова. Иссле- дование влияния эмиттерного тока на емкость коллекторного перехода транзисторов	144
А. А. Эфендизаде, С. М. Багиров, Ф. А. Нейматова, М. А. Алияров. Исследование динамических режимов работы асинхронного двигателя протекторного агрегата	149