

АЗƏРБАЙҶАН ССР ЕЛМЛƏР АКАДЕМИЈАСЫНЫН

ХƏБƏРЛƏРИ

ИЗВЕСТИЯ

АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

ФИЗИКА-ТЕХНИКА, ВƏ РИЈАЗИЈЈАТ ЕЛМЛƏРИ СЕРИЈАСЫ



СЕРИЯ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ И МАТЕМАТИЧЕСКИХ НАУК

3

1964

АЗƏРБАЙҶАН ССР ЕА НƏШРИЈЈАТЫ
ИЗДАТЕЛЬСТВО АН АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР
БАКЫ — БАКУ

А. И. ГУСЕЙНОВ, Г. Н. АГАЕВ

К ИСТОРИИ РАЗВИТИЯ МАТЕМАТИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ В АЗЕРБАЙДЖАНЕ

В XIX веке математики России внесли огромный вклад в развитие математической науки. Достижения русских ученых в некоторых областях математических наук по теоретической и практической значимости превосходили работы первостепенных европейских математических школ. Творчество гениальных русских ученых Н. И. Лобачевского, М. В. Остроградского, П. Л. Чебышева, С. В. Ковалевской, А. А. Ляпунова, А. А. Маркова и др. обеспечило русской математике мировое первенство в таких важных областях, как неевклидова геометрия, теория вероятностей, теория чисел, теория дифференциальных уравнений и т. д. Под натиском бурного процесса развития капитализма в России были проведены некоторые реформы в деле подъема роли науки и образования вообще, особенно физико-математического. Это содействовало распространению прогрессивных идей как в области литературы и искусства, так и в области техники в Азербайджане, входящем в состав России.

Здесь, помимо распространения идей русских просветителей, нашли свое отражение прогрессивные идеи русских инженеров и ученых-естествоиспытателей, педагогов и т. д.

Зарождение и формирование математического образования в Азербайджане проходило под влиянием передовой русской математической школы и русских просветителей.

Преобладающее большинство специалистов по техническим и физико-математическим специальностям получило образование в центральных городах России—в Петрограде, Москве, Киеве и др.

Например, основоположники физико-математического образования в Азербайджане Рахимбек Меликов, проф М. Р. Эфендиев, проф. Б. Р. Мирзоев и проф. Т. Кулиев получили образование в дореволюционной России.

Многие педагоги-энтузиасты азербайджанцы, окончившие русские учебные заведения, занимались преподаванием начальной арифметики в азербайджанских школах, составлением программ и учебников на азербайджанском языке. Среди них следует отметить С. М. Ганиева, Г. Махмудбекова, великого композитора Узеира Гаджибекова, Касумова Али Раагиба, окончивших Горийскую гимназию, Д. Джуварлинского—выпускника Александровского учительского института в Тбилиси.

п45239

Центральная научная
библиотека

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ: М. А. Джавадов (редактор), Г. Б. Абдуллаев
С. А. Алескерова, М. Сулейманов, М. Джуварлы, И. И. Ибрагимов, А. Х. Мир-
заджанзаде, Г. Ф. Султанов, А. А. Эфендизаде (зам. редактора), А. М. Мамедов
(ответственный секретарь).

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

Однако из-за отсутствия необходимых социально-экономических условий в Азербайджане до Великой Октябрьской революции физико-математические науки не могли развиваться и подняться до того уровня, какого они достигли в то время в России и в передовых европейских странах.

Лишь после установления советской власти были созданы условия для подлинного расцвета науки и культуры в Азербайджане.

Огромную роль в развитии математического образования и математической науки в Азербайджане сыграло создание в 1920 г. Университета, где вели большую педагогическую и научно-исследовательскую работу ученые, приглашенные из различных центров России. В их числе следует отметить З. Л. Лейбензона—в области механики, А. С. Кованько—в области теории функций, Н. Н. Иовалова—в области неевклидовой геометрии, А. М. Аммосова—в области общей математики, П. П. Лукина—в области строительной механики и др.

Неоценимые заслуги по подготовке научных и педагогических кадров в Азербайджане имеет проф. М. Р. Эфендиев.

В связи с расширением сети высших учебных заведений в 30-х годах сильно увеличивается потребность в преподавателях ВУЗов и в научных сотрудниках в области физико-математических наук. С организацией и расширением кафедр высшей математики в Азгосуниверситете и ряде ВУЗов в 1934 г. и образованием в этом же году Сектора физики при Азербайджанском филиале АН СССР зарождаются научно-исследовательские учреждения по физико-математическим наукам.

В деле развития науки и подготовки кадров в Азербайджане деятельное участие принимали ученые-математики, работавшие в то время в ВУЗах,—Б. Г. Побединский, А. С. Кованько, А. А. Бухштаб и др.

Неоценимы заслуги проф. Я. В. Лопатинского, работавшего в Азербайджане до 1946 г. и подготовившего около десяти кандидатов наук в таких важных областях математики, как алгебра, теория дифференциальных уравнений.

В результате интенсивной работы по подготовке высококвалифицированных кадров в республике выросли такие видные специалисты в области математических наук, как З. И. Халилов, М. А. Джавадов, А. И. Гусейнов и др.

В сороковых годах в Азербайджане начинается интенсивное развитие математической мысли в следующих направлениях: функциональный анализ и теория функций, дифференциальные и интегральные уравнения и неевклидова геометрия.

В деле развития математических наук в Азербайджане и в оформлении указанных направлений большую помощь оказали ученые Москвы, Ленинграда и братских республик нашей Родины. В этом деле деятельное участие принимали такие видные советские математики, как М. В. Келдыш, Н. И. Мусхелишвили, А. Н. Тихонов, В. В. Степанов, А. О. Гельфонд, С. Л. Соболев, В. И. Смирнов и др.

Несмотря на небольшой срок работы в Баку, эффективную помощь в развитии научных исследований по алгебре оказал В. А. Тартаковский.

Большинство национальных кадров математиков подготовлено за последние 10—15 лет под руководством ученых братских республик.

В этой большой и жизненно важной для республики работе особо следует отметить заслуги М. В. Келдыша, Н. И. Мусхелишвили, И. Г. Петровского, М. А. Лаврентьева, И. М. Виноградова, Н. Н. Боголюбова, С. Н. Бернштейна, И. Н. Векуа, П. С. Александрова, С. Л. Соболева, В. И. Смирнова, А. В. Мальцева, А. Н. Тихонова, Л. А. Люстерника, А. О. Гельфонда, В. В. Степанова, А. В. Бицадзе,

В. В. Гнеденко, Я. Б. Лопатинского, П. К. Рашевского, М. А. Наймарка, В. В. Немыцкого, М. Г. Крейна, С. М. Никольского, С. Б. Стечкина, М. А. Красносельского, Л. Д. Кудрявцева, М. И. Вишика, Г. Е. Шилова, С. В. Фомина, О. А. Олейник, С. Г. Крейна, Б. А. Розенфельда, Н. Я. Виленкина, Б. М. Левитана, Е. М. Ландиса, М. М. Вайнберга, Я. Г. Болтянского и др.

Огромная заслуга в деле организации и оформления научных центров республики принадлежит акад. АН Азербайджанской ССР З. И. Халилову. Под его руководством в Баку оформилось и успешно развивается одно из важнейших направлений современной математики—функциональный анализ и его применение к теории дифференциальных и интегральных уравнений.

Благодаря заботе Коммунистической партии Советского Союза и Советского правительства в республике в настоящее время имеются самостоятельный научно-исследовательский институт математики и механики, вычислительный центр, многочисленные кафедры математического профиля в Азгосуниверситете, АПИ им. В. И. Ленина и других высших учебных заведениях, где в тесном научном контакте с головными институтами учреждений АН СССР и республиканской АН, с математическими кафедрами Московского, Ленинградского, Киевского, Тбилисского университетов ведется большая научно-исследовательская работа в различных областях современной математики.

В указанных научно-исследовательских учреждениях и на кафедрах ведется интенсивная работа по важным проблемам современной математики и подготовке высококвалифицированных кадров.

Среди коллектива математиков республики работает около 100 кандидатов наук, 8 профессоров и докторов наук, из коих один академик АН Азербайджанской ССР, 3 члена-корреспондента АН Азербайджанской ССР.

В республике обучается 167 аспирантов по математике, из коих 75 человек учится в Москве, Ленинграде, Новосибирске, Воронеже, Тбилиси, Киеве и других городах.

Наиболее важные работы азербайджанских ученых-математиков в области функционального анализа, дифференциальных уравнений, теории функций, неевклидовой геометрии над различными алгебрами вошли в некоторые учебники и монографии советских и зарубежных ученых по современной математике. В Азербайджане создано несколько фундаментальных монографий на базе собственных исследований азербайджанских ученых в области функционального анализа, теории функций, дифференциальных и интегральных уравнений, геометрии, а также многочисленные учебные пособия по математике. Более 100 работ азербайджанских математиков напечатано в центральных журналах Академии наук СССР, Академии наук Украинской ССР и других братских республик.

Работа акад. З. И. Халилова по общей краевой задаче для изотропной упругой плоской пластинки с опертыми краями переведена на английский язык и издана в Нью-Йорке в 1953 г. Американским математическим обществом.

Ученые Азербайджана принимают активное участие во Всесоюзных и Международных конгрессах, съездах, симпозиумах и конференциях по различным вопросам современной математики.

Коллективный труд ученых и тесные контакты различных математических школ страны способствуют развитию науки и расширению круга математических исследований в нашей республике.

Изложим вкратце основные достижения ученых Азербайджана в области математики.

Русским математикам XIX и XX веков в области теории дифференциальных уравнений принадлежит ряд фундаментальных исследований. Среди них следует особо отметить работы С. Б. Ковалевской по теории задачи Коши, работы Ляпунова по устойчивости, Стеклова по математической физике, С. Л. Соболева по краевым задачам и по задаче Коши для гиперболических уравнений в классе обобщенных функций, И. Г. Петровского по теории систем дифференциальных уравнений в частных производных, М. В. Келдыша и М. А. Лаврентьева по теории задачи Дирихле, А. Н. Тихонова по теории теплопроводности и т. д.

Указанные работы легли в основу исследований азербайджанских ученых.

В первые годы (1939—1950) научные исследования велись в основном в области разработки и развития аналитических и приближенных методов решения классических задач математической физики.

В последующие годы, когда в республике прочно оформилось направление функционального анализа, исследования в области теории дифференциальных уравнений поднялись еще на одну ступень: начали широко применяться функциональные методы решения граничных задач как в классической, так и в новой их постановке. Эта часть работ азербайджанских ученых будет отмечена в соответствующем разделе нашего обзора.

В области теории дифференциальных уравнений главным образом рассматривается три основных группы задач: краевые задачи, Коши и смешанные задачи.

1. В республике первые обширные исследования в области решения краевых задач велись при изучении систем полигармонических уравнений в двумерной области.

В этой области (1941—1948 гг.) З. И. Халиловым и его учениками Г. Н. Агаевым и А. Ш. Габибзаде, а также Д. М. Касимовым получены важные результаты. З. И. Халиловым были проведены исследования по теории общих краевых задач для систем линейных полигармонических уравнений. Для таких систем З. И. Халилов дал общее комплексное представление регулярных вещественных решений посредством голоморфных функций, с помощью которого задача свелась к решению одномерного сингулярного уравнения. Указанный метод З. И. Халиловым был широко применен при исследовании колебания и устойчивости сжатой пластинки и решении общей задачи изгиба опертой упругой пластинки. Впоследствии З. И. Халилов изучал разрывность и характер зависимости решения краевых задач для эллиптических уравнений второго порядка в зависимости от параметра. Важным явилось то обстоятельство, что порядок граничного оператора может быть как меньше, так и больше, чем порядок самого уравнения. Эти исследования З. И. Халилова нашли свое отражение в монографиях акад. И. Н. Векуа и итальянского математика К. Миранда.

М. Г. Гусейнов исследовал первую краевую задачу для квазилинейных полигармонических уравнений, когда правая часть уравнения удовлетворяет обобщенному условию Липшица.

В связи с изучением задачи о стационарном распределении тепла в составной области с различными коэффициентами теплопроводности А. И. Гусейнов исследовал краевую задачу для уравнения Лапласа при условиях непрерывности и условиях сопряжения нормальных производных на поверхности раздела.

Далее А. И. Гусейнов исследовал одну нелинейную граничную задачу теории логарифмического потенциала: о нахождении внутри

заданной области гармонической функции, удовлетворяющей граничным условиям задачи Пуанкаре с нелинейной правой частью.

Ш. И. Векиловым решены различные краевые задачи для одной и для совокупности гармонических функций в односвязных и многосвязных простых и составных областях с условиями сопряжения на границах разделов и при линейных и нелинейных граничных условиях задачи типа Пуанкаре. Указанные результаты Ш. И. Векиловым обобщены для решения эллиптических уравнений в составных областях (двумерных и трехмерных), имеющих угловые линии при различных условиях сопряжения на поверхности разделов.

В 1953 г. З. И. Халиловым проведено важное исследование в области теории уравнений смешанного типа. Им впервые применен метод сеток для решения уравнения Лаврентьева—Бицадзе. Эта работа в дальнейшем развита О. А. Ладыженской.

А. А. Новрузов под руководством проф. Е. М. Ландиса изучал характер роста решений эллиптических уравнений в ограниченных и неограниченных областях (теоремы типа Фрагмена-Линделефа, Адамара Лиувилля). Охвачен и тот случай, когда для уравнения не имеет места обычный принцип максимума.

2. В области теории задачи Коши в республике также велась большая научно-исследовательская работа. Изложим некоторые результаты.

З. И. Халилов установил критерий равномерной корректности решения задачи Коши для бесконечной системы дифференциальных уравнений в частных производных. Задача, исследованная З. И. Халиловым, имеет непосредственное отношение к изучению элементарных частиц с различными массами, зарядами и спинами, являясь продолжением знаменитой работы И. Г. Петровского о задаче Коши.

Г. Н. Агаевым решены задачи Коши для интегродифференциальных уравнений с общим оператором свертки в классе обобщенных функций методом преобразования Фурье.

Ф. С. Алиев под руководством проф. Г. Е. Шилова исследовал классы единственности и корректности задачи Коши для дифференциальных уравнений, содержащих сингулярный интегральный оператор Гильберта в классе обобщенных функций.

В 1960—1963 гг. Н. Сулеймановым построены классы единственности и классы корректности решения задачи Коши для счетных систем дифференциальных уравнений. Им рассмотрен также вопрос о корректной постановке краевых задач на полупространстве для операторных дифференциальных уравнений в классе обобщенных функций со значениями в общем гильбертовом пространстве.

3. Важной проблемой теории дифференциальных уравнений является изучение уравнений, содержащих малый параметр при старшей производной. Такие задачи часто встречаются, например, в гидродинамике и газовой динамике, при изучении движения вязкой жидкости при малой вязкости, движения газа с учетом вязкости и теплопроводности и во многих других задачах этой важной области науки.

Б. Н. Панайоти исследовал решение задачи Коши для различных гиперболических и параболических уравнений, а также систем уравнений, удовлетворяющих известному условию „А“ И. Г. Петровского с малым параметром при производных по времени. Эти исследования являются продолжением аналогичных исследований в области обыкновенных дифференциальных уравнений, начатых А. Н. Тихоновым.

Под руководством М. И. Вишика, А. М. Ахмедовой (Гусейнбековой) рассматривалась задача о стационарных состояниях и уровнях

энергии квантово-механической частицы, находящейся в глубокой потенциальной яме для сферически симметрического потенциала.

Вопросами построения асимптотики решений уравнений с частными производными с малым параметром при старших производных по пространственным координатам или при главной части оператора занимался М. Г. Джавадов. Им рассмотрен случай, когда при вырождении тип уравнения меняется.

4. Важное место в теории дифференциальных уравнений с частными производными занимают смешанные задачи. Для их решения применяется обычно метод Фурье, причем лишь к уравнениям с разделяющимися переменными в случае простого спектра. Если же переменные не разделяются, либо задача является несамосопряженной с кратным спектром, то вопрос усложняется.

Круг исследований, относящихся к первому случаю, в нашей республике начат З. И. Халиловым, ко второму случаю — М. Л. Расуловым.

З. И. Халиловым предложен метод решения смешанных задач для гиперболических и параболических уравнений путем разложения искомого решения задачи по собственным функциям главной части оператора при однородных краевых условиях.

Г. И. Чандировым решена смешанная задача для квазилинейного уравнения гиперболического типа методом разложения искомого решения по собственным функциям главной части оператора при однородных краевых условиях. Им же этот метод был применен к исследованию смешанной задачи для одной бесконечной системы квазилинейных параболических уравнений. Результаты Г. И. Чандирова были развиты К. Г. Гасановым и К. Худавердиевым.

М. Л. Расулов предложил вычетный метод решения смешанных задач для систем уравнений с разрывными коэффициентами и с граничными условиями, содержащими производные по времени. Этот метод является обобщением метода Фурье и дает возможность получить аналитические представления решений широких классов смешанных задач.

Далее М. Л. Расулов предложил метод контурного интеграла, являющийся обобщением метода преобразования Лапласа для решения смешанных задач с граничными условиями, содержащими производные по времени. Метод контурного интеграла позволяет установить необходимые и достаточные условия корректности широкого класса одномерных смешанных задач для уравнений с разрывными коэффициентами.

В 1959 г. Г. Н. Агаев и Г. К. Намазов исследовали смешанные задачи для квазилинейных параболических уравнений, когда правая часть удовлетворяет обобщенному условию Липшица.

В республике успешно продолжается работа в области исследования смешанных задач для уравнения с разрывными коэффициентами. Такие задачи встречаются при изучении многих физических процессов (тепловых, фильтрационных и др.) в кусочно-однородных средах.

Под руководством О. А. Олейник Г. К. Намазов исследовал смешанные задачи для параболических уравнений второго порядка с разрывными коэффициентами методом сглаживания с помощью априорных оценок. Аналогичный результат получен также и для тех случаев, когда коэффициенты уравнения и поверхности разрыва зависят от времени. Кроме того, Г. К. Намазовым недавно рассмотрены смешанные задачи для гиперболического уравнения второго порядка с разрывными коэффициентами при условиях сопряжения, содержащих производные по времени.

Интегральные уравнения

Одним из оформившихся и успешно развивающихся направлений в современной математике является теория линейных и нелинейных интегральных уравнений. Оно широко представлено и в Азербайджане. Кроме изучения специальных вопросов этой теории, учеными Азербайджана применялся также ее аппарат при исследованиях различных задач математической физики и механики.

В 1946 г. З. И. Халилов построил аналог теории Фредгольма для интегральных уравнений, ядро которых линейно относительно параметра. Изучена также структура спектра таких уравнений.

Впоследствии К. Т. Ахмедов (1950), а также Д. М. Касимов рассматривали интегральное уравнение, когда ядро является полиномом относительно параметра. При этом К. Т. Ахмедов, применяя метод вырожденных ядер, доказал существование решений таких интегральных уравнений. Далее К. Т. Ахмедов получил ряд важных результатов, относящихся к вопросу ветвления решений нелинейных интегральных уравнений. Эти исследования явились продолжением фундаментальных исследований А. И. Некрасова и Н. Н. Назарова.

К. Т. Ахмедову принадлежат также исследования точек ветвления решений операторных уравнений с аналитической нелинейностью.

Выяснено, в каких случаях возможна однозначная аналитическая, а также алгебраическая продолжимость решений.

Далее К. Т. Ахмедов применяет модифицированный им метод мажорант к решению задачи Коши для квазилинейных операторно-дифференциальных уравнений в банаховом пространстве, неразрешенных относительно старших производных. При предположениях аналитичности операторов устанавливается возможность однозначной и многозначной аналитической, а также алгебраической разрешимости поставленных задач. Этот метод К. Т. Ахмедовым применяется к довольно общим классам смешанных задач для интегро-дифференциальных уравнений с аналитическими нелинейностями, неразрешенных относительно главного пространственного оператора.

К. Т. Ахмедову удалось также применить разработанную им методику к исследованию особых решений интегро-дифференциальных уравнений с определенными нелинейностями. Близкими вопросами занимались также М. Т. Адонц, Н. П. Пириев, Д. Юсиф-заде, Г. Наджафов, С. Насибов, Г. Эфендиев и др.

А. Ш. Габиб-заде исследовал ветвление решений нелинейных интегральных уравнений типа Урысона с различными параметрами. При определенных условиях регулярности доказаны теоремы об однозначной и многозначной продолжимости решений уравнения в окрестности некоторых значений параметров. Им изучены также нагруженные интегральные уравнения с параметром путем сведения к решению уравнений Фредгольма.

В области изучения нелинейных сингулярных интегральных уравнений первые результаты получены А. И. Гусейновым в 1947 г.

Исследована разрешимость различных нелинейных сингулярных уравнений с ядрами Коши и Гильберта. Для разрешимости таких уравнений А. И. Гусейновым построены соответствующие функциональные пространства.

В 1963 А. А. Бабаевым дан метод построения новых подклассов непрерывных функций, инвариантных относительно линейного сингулярного оператора с ядром Коши. Им обобщена известная теорема о сингулярных интегралах, содержащих некоторый параметр, с помощью которой установлено достаточное условие, обеспечивающее ограниченность линейного сингулярного оператора с ядром Коши.

А. И. Гусейновым и Х. Т. Мухтаровым также изучено свойство сингулярного оператора с ядром Гильберта в обобщенном пространстве Гельдера.

В связи с необходимостью развивать теорию уравнений изучались свойства нелинейных сингулярных интегральных операторов, как то непрерывность оператора в соответствующем образом подобранном пространстве, инвариантность классов функций относительно оператора и т. д.

А. Бабаевым доказаны локальные теоремы существования для бесконечной системы интегральных уравнений с ядром Гильберта, а также теорема существования и единственности решения нелинейного сингулярного уравнения в некотором шаре пространства Гельдера.

Кроме работ, посвященных нелинейным сингулярным интегральным уравнениям с ядром Гильберта, азербайджанским математикам принадлежит ряд важных исследований в области теории уравнений с ядром Коши, которые также были начаты А. И. Гусейновым в 1948 г. и ведутся под его руководством.

Основные результаты в этой области принадлежат А. И. Гусейнову, А. Бабаеву и А. А. Аббасову, который применил теорию этих уравнений к вопросу обтекания проницаемых профилей при нелинейном законе просачивания.

С 1956 г. А. И. Гусейновым исследованы дифференцируемости в смысле Фреше нелинейных сингулярных операторов. Для дифференцируемости даны достаточные условия. Впоследствии эти исследования были продолжены в совместных работах А. И. Гусейнова с А. А. Бабаевым и А. Мухтарова с А. А. Аббасовым.

Ряд работ азербайджанских математиков посвящен исследованию положительных решений нелинейных интегральных уравнений. В 1950 г. А. И. Гусейнов исследовал положительные решения нелинейного интегрального уравнения для случая ядра, линейного относительно параметра. Впоследствии эти работы были продолжены Я. Д. Мамедовым, Р. П. Султановым и А. М. Гусейновым. Аналогичные результаты были изучены для некоторых классов нелинейных операторных уравнений

Функциональный анализ

Важнейшей отраслью современной математики является функциональный анализ, создание которого считается одним из самых замечательных достижений математической мысли XX века.

В оформлении функционального анализа как науки наряду с зарубежными математиками М. Фреше, Д. Гильбертом, С. Банахом, Ю. Шаудером большую роль сыграли также советские ученые А. Н. Колмогоров, М. Г. Крейн, Л. А. Люстерник и др. Азербайджанские ученые очень рано оценили огромное значение этой новой отрасли математики. Нам приятно отметить, что первый в стране учебник по функциональному анализу написан в Баку З. И. Халиловым.

За последние 10—15 лет наряду с Москвой, Ленинградом, Киевом и Воронежем Баку также стал центром успешного развития этой важнейшей области современной математики. Здесь наряду с общими вопросами самого функционального анализа ведутся обширные исследования по применению его аппарата к решению различных вопросов теории уравнений в частных производных, спектральной теории несамопряженных дифференциальных операторов, нелинейного анализа и т. п.

Дадим краткое описание результатов, полученных в республике за последние 10—15 лет. Существенным вкладом в функциональный анализ явилась созданная З. И. Халиловым в 1946—1947 гг. абстракт-

ная теория линейных сингулярных операторов. Эта теория есть логическое завершение цикла работ по сингулярным интегральным уравнениям, ведущим свое начало от Фредгольма, Гильберта, Нетера и Карлемана. В Советском Союзе много в этой области сделано грузинской математической школой Н. И. Мусхелишвили, И. Н. Векуа, В. В. Купрадзе, а также ленинградским математиком Михлиным.

Вслед за З. И. Халиловым вопросы общей теории сингулярных операторов продвинуты в нашей стране И. Ц. Гохбергом, Ю. И. Черским, А. С. Маркусом, а за рубежом — Аткинсоном, Х. Шеффером и другими учеными.

В Азербайджане работы З. И. Халилова в этой области были продолжены его учениками Б. Н. Панайоти, Г. Н. Агаевым, С. С. Зейналовым, Х. Багировым.

Результаты исследований З. И. Халилова и его учеников по теории линейных сингулярных уравнений в нормированных пространствах явились основным содержанием его обширной монографии „Линейные уравнения в линейных нормированных пространствах“, изданной АН Азербайджанской ССР в 1949 г.

Математиками республики проводились исследования вопроса единственности продолжения линейных функционалов в абстрактных пространствах. М. Л. Расулов выделил класс банаховых пространств, в которых имеет место единственность продолжения линейного функционала из любого подпространства в само пространство. Г. Н. Агаев, К. Г. Гасанов, К. Н. Худавердиев, С. Я. Якубов установили необходимые и достаточные условия, при которых имеет место единственность продолжения в любых линейных пространствах.

Важная работа проводилась в части изучения полноты систем собственных и присоединенных функций несамопряженных операторов, явившаяся продолжением весьма ценных и глубоких исследований, начатых М. В. Келдышем. З. И. Халилов рассматривал несамопряженные операторы в гильбертовом пространстве, которые в определенном смысле близки самопряженным. При этом установлена дискретность не вещественной части спектра таких операторов. Д. Э. Аллахвердиев распространил результаты М. В. Келдыша на более общий класс несамопряженных операторов, представимых в виде многочлена по степеням комплексного параметра с операторными коэффициентами. Им установлена полнота системы собственных и присоединенных функций и асимптотика собственных значений таких операторов. Ф. Г. Максудовым изучен характер спектра и полнота собственных и присоединенных векторов одномерных и многомерных сингулярных дифференциальных операторов.

Начиная с 1950 г. аппарат функционального анализа все больше внедряется в теорию дифференциальных и интегральных уравнений.

З. И. Халилов исследовал задачу Коши для дифференциальных уравнений в банаховом пространстве. Эти работы явились одними из первых, посвященных изучению задачи Коши для операторных дифференциальных уравнений. Правильность такого общего подхода подтвердилась дальнейшим ходом развития этой области математики. Этот метод, широко использующий теорию полугрупп операторов, позволяет с общей точки зрения решить многие линейные и нелинейные нестационарные задачи путем сведения к решению задачи Коши для обыкновенного дифференциального уравнения в соответствующем образом подобранном абстрактном пространстве. Такие уравнения в последние годы принято называть эволюционными.

В 1959 г. З. И. Халиловым были начаты исследования вопросов поведения решений эволюционных квазилинейных уравнений с неог-

раниченным оператором, имея в виду при этом применение к теории дифференциальных уравнений в частных производных. При определенных условиях ему удалось показать существование ограниченного на полуоси решения. Отсюда им получен критерий устойчивости решения по Ляпунову.

В связи с этим Ю. И. Домшак исследовал поведение решений таких квазилинейных эволюционных уравнений при неограниченном возрастании времени. Полученные результаты применены им к доказательству асимптотической устойчивости решения смешанной задачи для квазилинейного параболического уравнения. Недавно Ю. И. Домшак, применяя теорию дробных степеней операторов в банаховом пространстве, охватил также случай, когда нелинейный оператор, входящий в уравнение, является неограниченным.

В Институте математики и механики проводились также исследования эволюционных уравнений высшего порядка. С. Я. Якубовым в 1963 г. исследована разрешимость задачи Коши для эволюционных уравнений второго порядка в банаховом пространстве. Эволюционное уравнение первого порядка исследовано им и для случая, когда операторы порождают не сильно непрерывную полугруппу. С. Я. Якубовым разработан метод сведения эволюционных уравнений высшего порядка к системе первого порядка. Это позволяет охватить квазилинейные эволюционные уравнения гиперболического типа с неограниченными нелинейностями в банаховом пространстве. Полученные абстрактные результаты применены к исследованию первой краевой задачи для квазилинейной системы гиперболического типа, а также к некоторым задачам математической физики для уравнений в частных производных.

Применяя теорию полугрупп, Б. Н. Панайоти построил асимптотику решения задачи Коши для эволюционного уравнения второго порядка с малым параметром при старшей производной. Им в 1963 г. рассмотрена также задача Коши для дифференциального уравнения второго порядка с переменными операторными коэффициентами с малым параметром при второй производной и с помощью решений некоторых простых вспомогательных задач построена функция, равномерно аппроксимирующая производную решения поставленной задачи.

Как было отмечено, метод сведения к задаче Коши и для обыкновенных дифференциальных уравнений в банаховом пространстве является очень перспективным для изучения многих нестационарных процессов, описываемых дифференциальными уравнениями в частных производных. Вследствие этого очень важным и перспективным является применение этого метода в исследованиях математической теории автоматического регулирования систем с бесконечным числом степеней свободы, описываемых дифференциальными уравнениями в частных производных, которые недавно начаты З. И. Халиловым. Эти исследования являются продолжением работ школы Л. С. Понтрягина, а также Н. Винера по математической теории автоматического регулирования систем с конечным числом степеней свободы.

В 1963 г. в этом направлении З. И. Халиловым получены следующие результаты: рассмотрено оптимальное управление для динамической системы, описываемой дифференциальным уравнением в гильбертовом пространстве; рассмотрены прямая и обратная задачи регулирования (задача синтеза) системы, описываемой дифференциальным уравнением в частных производных; рассмотрена также задача оптимального управления в банаховом пространстве с функционалом, представляющим собою скалярное произведение.

В последние годы в Советском Союзе и за рубежом усиленно развивается общая теория линейных топологических пространств. Как

оказалось, наиболее естественным для анализа классом линейных топологических пространств являются пространства Фреше.

В 1962 г. Т. А. Заманов исследовал динамические системы в пространстве Фреше, установил условия, при которых оператор порождает группу линейных ограниченных операторов в таких пространствах, а затем дал решение неоднородного линейного уравнения с переменным оператором в пространстве Фреше. Недавно Т. А. Заманов, используя теорию полугрупп операторов, исследовал эволюционные уравнения в банаховом пространстве с неограниченным оператором при наличии запаздывания аргумента.

В Институте математики и механики в последние годы интенсивно развиваются общая теория краевых задач для сильно эллиптических систем в классе обобщенных функций конечного порядка в смысле С. Л. Соболева, а также методы типа Галеркина для приближенного решения указанных задач.

В 1961 г. Г. Н. Агаевым установлена нормальная разрешимость общей краевой задачи в классе обобщенных функций конечного порядка.

В 1962 г. им же применен метод Галеркина к решению первой краевой задачи для сильно эллиптической системы. Задача предварительно свелась к некоторому уравнению с вполне непрерывным оператором, к которому и применялся метод Галеркина. В 1963 г. Г. Н. Агаев исследовал разрешимость первой задачи для сильно эллиптической системы в пространстве С. Л. Соболева при весьма общих предположениях о коэффициентах уравнения и правой части уравнения.

Указанный результат получен также аналогом метода Галеркина. Недавно К. Мустафаев продолжил эти исследования, установив существование и единственность решения однородной и неоднородной краевой задачи типа Неймана для эллиптического уравнения второго порядка функциональным, а также приближенным методом.

Р. М. Алиевым методом Галеркина проведено исследование операторных уравнений для случая, когда оператор действует из одного банахова пространства в другое. Результаты применены к исследованию краевых задач.

Р. А. Шафиевым исследована сходимость некоторых итерационных методов типа Ньютона—Канторовича к решению нелинейных уравнений в банаховых пространствах. Построены новые упрощенные методы такого типа.

С. Я. Якубовым построена теория симметризуемых операторов в банаховом пространстве, являющаяся аналогом теории Гильберта—Шмидта для симметричных операторов в гильбертовом пространстве.

Теория функций

Работы по конструктивной теории функций в республике проводятся уже в течение ряда лет. В оформлении этого направления современной математики в республике, а также в получении отдельных узловых результатов основная заслуга принадлежит таким выдающимся советским ученым, как М. В. Келдыш, С. Н. Бернштейн, А. О. Гельфонд, А. И. Маркушевич, С. М. Никольский, С. Б. Стечкин и др.

В области теории интерполяции М. В. Келдыш и И. И. Ибрагимов в совместной работе установили в некотором смысле точный критерий представимости любой целой аналитической функции интерполяционным рядом Ньютона.

А. О. Гельфонд совместно с И. И. Ибрагимовым, привлекая аппарат теории интерполяции, получили важные результаты по проблеме единственности аналитических функций.

И. И. Ибрагимовым установлен точный критерий равномерной сходимости в любой конечной области тригонометрического интерполяционного ряда Ньютона к целой периодической функции. Эти исследования продолжались и дополнялись Г. А. Джафарлы.

В республике проводились также исследования в области наилучшего приближения функций посредством многочленов и целых функций.

И. И. Ибрагимовым даны асимптотические выражения наилучших приближений некоторых конкретных функций посредством многочленов. Этому посвящены также работы А. А. Ахундова, И. К. Абдуллаева, Б. М. Юсифзаде, Г. А. Гусейнова, М. Р. Эфендиевой и др.

А. С. Джафаровым доказан ряд прямых и обратных теорем о взвешенно наилучшем приближении функций многочленами. Р. Г. Мамедов исследовал достаточные условия, при которых заданная функция является весовой или слабо весовой.

И. И. Ибрагимовым и Р. Г. Мамедовым установлены необходимые и достаточные условия для того, чтобы целая функция конечной степени была бы наименее уклоняющейся от данной функции комплексного переменного в бесконечной области.

А. С. Джафаровым рассматривались функции, принадлежащие пространству Лебега по части аргументов и имеющие конечную верхнюю грань по оставшимся аргументам. Им установлено определенное неравенство между модулем непрерывности производных и наилучшим приближением такой функции при помощи целых функций конечной степени. Им также установлены обратные теоремы о наилучшем приближении таких функций при помощи целых функций. При этом установлены также необходимые и достаточные условия, при которых наилучшее приближение имеет определенный порядок стремления к нулю.

И. И. Ибрагимов установил точную оценку производной целой функции конечной степени посредством ее квадратичной нормы на всей вещественной оси.

А. С. Джафаровым совместно с И. И. Ибрагимовым установлены неравенства между различными нормами целой функции в обобщенном пространстве Лебега с весом и без веса. Эти исследования были предложены Д. И. Мамедхановым.

И. И. Ибрагимовым совместно с Р. Г. Мамедовым и А. Я. Исмаиловым установлен ряд точных неравенств между различными нормами тригонометрических и алгебраических полиномов и их производных.

А. С. Джафаров, используя полученные им неравенства между различными нормами целой функции, установил ряд новых теорем вложения, а также связь между дифференциальными свойствами гармонических в специальных областях функций и дифференциальными свойствами их граничных значений, получил достаточные условия для абсолютной и безусловной сходимости рядов Фурье по системе многочленов, ортогональных по весу на вещественной оси. Им найден также порядок равномерной сходимости одного вариационного процесса к решению краевых задач для самосопряженных эллиптических уравнений в полупространстве.

Проводились также исследования рядов Фурье по ортонормированным системам функций.

В 1961 г. Г. М. Джафарли в связи с общей теорией мультипликативных ортонормальных функций, построенных Н. Я. Виленкиным, построил класс полных мультипликативных ортонормированных систем функций, замкнутых относительно операции извлечения корня. Им изучены общие свойства рядов по таким системам, установлены различные критерии сходимости рядов Фурье по функциям этой системы

и изучены многие интересные их свойства. Им изучена также равномерная сходимость таких рядов с монотонно убывающими коэффициентами.

Г. Н. Агаев и Г. М. Джафарли построили другой, более общий класс мультипликативных систем кусочно-постоянных, замкнутых относительно операции извлечения корня. Ими доказано, что построенная система является системой характеров на коммутативной топологической группе — на модифицированном отрезке.

Н. Я. Виленкин, Г. Н. Агаев, Г. М. Джафарли описали класс всех мультипликативных систем, замкнутых относительно извлечения корня.

А. Г. Агаев доказал также теорему типа Винера для рядов по функциям Уолша.

В последнее время А. С. Махмудовым получен ряд важных результатов, относящихся к коэффициентам Фурье непрерывных функций, связанных с фундаментальными исследованиями С. Б. Стечкина и В. П. Хавина. Им найдены необходимые и достаточные условия для выяснения поведения коэффициентов Фурье непрерывных функций по любой совокупности ограниченных ортонормированных систем функций при наличии сильного и слабого роста.

Другой круг вопросов, получивший свое развитие в Азербайджане на базе фундаментальных исследований С. Н. Бернштейна, И. П. Натансона, П. П. Коровкина и других, охватывает приближение функций посредством семейств линейных операторов. В этом направлении важные результаты получили Р. Г. Мамедов, А. С. Джафаров, А. Д. Гаджиев, Л. Г. Лабскер и др.

Р. Г. Мамедовым, А. Гаджиевым, А. Джафаровым и Л. Лабскером найдены асимптотические формулы приближения функций посредством линейных операторов.

В 1962 г. Р. Г. Мамедовым исследованы порядки сходимости одномерных и многомерных сингулярных интегралов в обобщенных точках d , в обобщенных точках Лебега данного порядка и в метрике пространства Лебега. Им же в 1963 г. установлены порядки сходимости общих сингулярных интегралов в обобщенных точках Лебега суммируемых с весом функций и в метрике пространства Лебега.

Геометрия

В республике работы в области геометрии велись в основном по следующим направлениям: проблема метрической двойственности, теория семейств геометрических образов, геометрии над различными алгебрами и применение их к вещественным неевклидовым геометриям, теория спиноров.

Особенно много работ появилось за последние 10 лет. В области метрической двойственности исследования вел М. А. Джавадов. Разрабатывая вопросы теории так называемых гонометрических систем, продолжая классические в этой области работы В. Ф. Кагана и П. К. Рашевского, М. А. Джавадов установил широкий класс гонометрических систем, отличных от семейства кругов и их конформных отображений. Он дал применение биметрических систем к конкретным геометрическим задачам.

В области теории семейств геометрических образов в республике работало много математиков. М. А. Джавадов исследовал четырехмерное расслоенное пространство Рашевского и показал, что геометрия этого пространства совпадает с геометрией нуль-пар двумерного проективного пространства.

По теории семейств геометрических образов интересные результаты получены Б. А. Розенфельдом, работавшим в Азербайджанском

университете с 1950 по 1955 г. В указанной области активно работали под руководством Б. А. Розенфельда и его ученики. В совместной работе Б. А. Розенфельда и И. Г. Белкина исследовались геометрия плоскости дуального переменного. В работе Ю. И. Домшлага, А. М. Левинова и В. И. Семяннистого исследовались до того времени мало изученные образы симметрии—паратактические конструкции в классических и унитарных неевклидовых пространствах и линейные комплексы в проективных пространствах. Тому же вопросу посвящена работа Ю. И. Домшлага. Параболические конгруенции прямых исследовались В. И. Семянным. В статье Б. А. Розенфельда и А. М. Левинова известные факты неевклидовых геометрий применялись к теории гиперповерхностей второго порядка в многомерных пространствах.

В области геометрий, построенных над различными алгебрами и применений этих геометрий к вещественным геометриям, основополагающие идеи А. П. Котельника получили свое дальнейшее развитие в работах Б. А. Розенфельда и М. А. Джавадова. В работе Б. А. Розенфельда и в совместной работе с И. А. Ягломом исследовались проективная и неевклидова геометрии над кватернионами и антикватернионами. В работе Б. А. Розенфельда и З. А. Скопеца выясняется связь дробно-линейных преобразований на плоскостях комплексного, двойного и дуального переменного с квадратичными кременовыми преобразованиями на плоскости.

Весьма важны работы Б. А. Розенфельда в области геометрической интерпретации простых групп Ли. Б. А. Розенфельд установил, что простые группы Ли третьей серии являются группами движений неевклидовых пространств над кватернионами.

Серию своих работ посвятил М. А. Джавадов построению пространств над алгебрами и их применению к вещественным геометриям. В его работах дается построение аффинных, проективных и неевклидовых пространств над алгебрами вещественных, двойных и комплексных матриц и над алгебрами альтернионов (гиперкомплексных чисел), а также исследуются геометрии этих пространств. К этим же вопросам примыкает работа М. Джавадова, выполненная совместно с его учениками А. П. Исмаиловым и С. С. Касимовой.

К изучению этих пространств и их применения относятся также совместные работы Джавадова и его учеников Н. Т. Аббасова и Ф. М. Алиевой.

Б. А. Розенфельдом и М. А. Джавадовым изучались спинорные представления групп движений неевклидовых пространств. Б. А. Розенфельд в своей работе дает геометрическое истолкование спинорных представлений групп движений двумерных и трехмерных неевклидовых геометрий. В работах М. А. Джавадова на основе теории пространств над алгебрами упомянутая работа Б. А. Розенфельда получает широкое развитие. В работе М. А. Джавадова дается геометрическое истолкование спинорных представлений групп движений n -мерных вещественных неевклидовых пространств. Ряд известных работ, относящихся к этому вопросу, получается как частный случай этих результатов М. А. Джавадова.

В работах Н. Т. Аббасова и С. С. Касимовой изучаются пространства над различными алгебрами, главным образом над алгебрами альтернионов и даются различные их интерпретации в известных вещественных пространствах.

Б. Г. Салаева в своих работах занимается изучением теории линейчатых поверхностей в пространстве Лобачевского. В этой связи она изучает прямолинейные конгруенции пространства Лобачевского и их связь с теорией поверхностей пятимерного биаксиального простран-

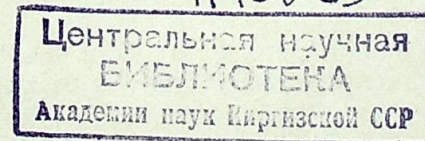
ства. Последняя теория разработана казанской геометрической школой.

В настоящее время математическая наука в Азербайджане переживает период бурного развития.

Математика в нашей стране поднята сейчас на уровень высоких государственных задач и активно участвует в строительстве коммунизма.

В выполнение этих великих задач, начертанных Программой КПСС, внесут свой вклад и математики нашей республики.

п45239



Г. Б. АБДУЛЛАЕВ, Э. Ю. САЛАЕВ

РАЗВИТИЕ ФИЗИКИ В АЗЕРБАЙДЖАНЕ

В дореволюционном Азербайджане, представляющем в прошлом отдаленную провинцию, научных исследований по физике не проводилось. В то время здесь имелось всего лишь несколько средних учебных заведений.

За короткий промежуток времени благодаря заботам Советского правительства и Коммунистической партии в нашей республике наравне с другими науками стала развиваться и физика.

Первые научные исследования в этой области в Азербайджане принадлежат русским ученым.

В начальный период развития физики научные исследования проводились на кафедрах физики Азербайджанского политехнического института им. М. Азизбекова и Азербайджанского государственного университета им. В. И. Ленина. Впоследствии были созданы физические лаборатории в АЗНИИ им. Куйбышева и в Азербайджанском педагогическом институте им. В. И. Ленина. В этот период в высших учебных заведениях республики работали профессора С. Н. Усатый, Е. Б. Лопухин, И. В. Курчатов, доценты Р. Б. Меликов, А. Б. Алфимов, Б. Р. Мирзоев, З. Е. Лозанова.

В 1932 г. при Азербайджанском отделении Закавказского филиала АН СССР был создан Сектор физики. Исследовательскую работу, ранее носившую несистематический характер, возглавил проф. Е. Б. Лопухин. В дальнейшем Сектором руководили проф. Я. Г. Дорфман и Х. И. Амирханов.

Особое внимание и заботу о Секторе проявил коллектив Физико-технического института АН СССР, который принял ряд организационных мер по обеспечению Сектора научным руководством и оборудованием, частично принял на себя научное руководство, предложив тему из области физики полупроводников, принявшую впоследствии новое направление в тематике работ Сектора.

В 1945 г. на базе Сектора физики был организован Институт физики АН Азербайджанской ССР. В дальнейшем на базе этого Института были созданы Институт физики, Институт математики и механики, Вычислительный центр и Шемахинская астрофизическая обсерватория.

В настоящее время Институт физики стал центром, в котором сосредоточена значительная часть ученых физиков республики.

Перейдем к краткой характеристике исследований по физике, проводимых в республике.

Г. Б. АБДУЛДЖАЕВ, Э. Ю. САЛАЕВ

РАЗВИТИЕ ФИЗИКИ В АЗЕРБАЙДЖАНЕ

В дореволюционном Азербайджане, представляющем в прошлом отдаленную провинцию, научных исследований по физике не проводилось. В то время здесь имелось всего лишь несколько средних учебных заведений.

За короткий промежуток времени благодаря заботам Советского правительства и Коммунистической партии в нашей республике наравне с другими науками стала развиваться и физика.

Первые научные исследования в этой области в Азербайджане принадлежат русским ученым.

В начальный период развития физики научные исследования проводились на кафедрах физики Азербайджанского политехнического института им. М. Азизбекова и Азербайджанского государственного университета им. В. И. Ленина. Впоследствии были созданы физические лаборатории в АЗНИИ им. Куйбышева и в Азербайджанском педагогическом институте им. В. И. Ленина. В этот период в высших учебных заведениях республики работали профессора С. Н. Усатый, Е. Б. Лопухин, И. В. Курчатов, доценты Р. Б. Меликов, А. Б. Алфимов, Б. Р. Мирзоев, З. Е. Лозанова.

В 1932 г. при Азербайджанском отделении Закавказского филиала АН СССР был создан Сектор физики. Исследовательскую работу, ранее носившую несистематический характер, возглавил проф. Е. Б. Лопухин. В дальнейшем Сектором руководили проф. Я. Г. Дорфман и Х. И. Амирханов.

Особое внимание и заботу о Секторе проявил коллектив Физико-технического института АН СССР, который принял ряд организационных мер по обеспечению Сектора научным руководством и оборудованием, частично принял на себя научное руководство, предложив тему из области физики полупроводников, принявшую впоследствии новое направление в тематике работ Сектора.

В 1945 г. на базе Сектора физики был организован Институт физики АН Азербайджанской ССР. В дальнейшем на базе этого Института были созданы Институт физики, Институт математики и механики, Вычислительный центр и Шемахинская астрофизическая обсерватория.

В настоящее время Институт физики стал центром, в котором сосредоточена значительная часть ученых физиков республики.

Перейдем к краткой характеристике исследований по физике, проводимых в республике.

В развитии исследований по теоретической физике в республике большую помощь оказали и оказывают физический факультет Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова, Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР, Институт полупроводников АН СССР, Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе АН СССР, Институт физики металлов АН СССР. Большая заслуга в подготовке высококвалифицированных кадров в области ядерной физики и элементарных частиц принадлежит проф. А. А. Соколову и отчасти Д. Д. Иваненко, в области физики твердого тела — член-корр. АН СССР С. В. Вонсовскому.

Большая заслуга в деле организации исследований по теоретической физике принадлежит зав. кафедрой теоретической физики АГУ им. С. М. Кирова доц. Р. Г. Гасанову, который занимается некоторыми теоретическими вопросами морской нефтегазразведки, представляющими большой интерес для республики. Им была изучена частотная характеристика жидкого слоя на поверхности полутвердого пространства. Это исследование связано с теоретическим анализом разведочных работ в море сейсмическим методом. Во многих случаях интенсивные колебания (реверберация) слоя воды мешают получению сейсмически слабых волн, идущих из подводных слоев. Поэтому, зная частотные характеристики колебаний, идущих из различных слоев, и погашая колебания реверберации при помощи фильтрации, можно создать благоприятные условия для разведочных работ. Автор исследовал ряд случаев, очень близких к реальным условиям. Р. Г. Гасанов изучал также процессы разрядки цепных линий омическим сопротивлением. В этих исследованиях используется метод операционного исчисления. Найдено, что в последнем кольце цепной линии ток разрядки является функцией параметров R, L, C . У Р. Г. Гасанова имеются работы по квантовой теории теплопроводности и электронной эмиссии.

В настоящее время научные сотрудники Института физики в тесном контакте с преподавателями Азгосуниверситета проводят исследовательские работы в области теории ядра и элементарных частиц.

А. Соколов, В. Керимов, И. Гусейнов, исходя из теории затухания, исследовали рассеяние поляризованных дираковских частиц. Они показали, что применение теории затухания к ядерным задачам дает неплохие результаты. А. А. Соколов и А. И. Мухтаров исследовали поляризационные эффекты в процессах аннигиляции электрон—позитрон на 2 и 3 гамма-кванта. А. И. Мухтаров изучал поляризационные свойства фотонов у электронов и нуклонов в процессе рассеяния частиц гамма-кванта на электроне и нуклоне. Было показано, что аномальный магнитный момент протона обуславливается существованием псевдоскалярного мезонного поля.

Исходя из метода, предложенного А. А. Соколовым, были исследованы А. Мухтаровым $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$, А. Мухтаровым и С. Гаджиевым $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu} + \gamma$, В. Керимовым, А. Мухтаровым и С. Гаджиевым $\pi^0 \rightarrow e^- + e^+ + \gamma$ и т. д. Б. К. Керимов и А. В. Джавадов исследовали свойства и насыщение ядерных сил. Н. А. Гулиевым был исследован процесс рассеяния нуклонов на легких и средних ядрах. Были найдены некоторые ядерные параметры.

В работах Б. К. Керимова, И. М. Наджафова, Ф. С. Садыхова исследуются поляризационные эффекты в процессах тормозного излучения и образования электрон-позитронных пар. Авторами показано, что только поляризованный электрон излучает поляризованный фотон. Б. К. Керимовым и Ф. С. Садыховым исследовалось влияние конечных

размеров ядра на поляризацию частиц. Показано, что конечные размеры ядра существенно уменьшают поляризацию частиц и углового распределения. Эти исследования авторов уже признаны в зарубежной литературе.

В области теории твердого тела Ю. М. Сеидовым с единой точки зрения построены квантовые теории косвенного обмена и его анизотропии, приводящие к микроскопической теории слабого ферромагнетизма, а также микроскопические теории магнетоэлектрических явлений. Рассмотрены магнитная восприимчивость поляризованного газа и влияние внутреннего поля на квантования орбиты в ферромагнитных металлах.

Все эти работы широко цитируются в отечественной и мировой литературе. Рассмотрены рассеяния нейтронов на антиферромагнетиках с учетом осевой анизотропии и ядерного магнитного момента. Показано, что в отличие от ферромагнетика учет ядерного магнитного момента может привести к нетривиальным результатам.

Н. Г. Гусейновым на основе представлений Дзялошинского о природе слабого ферромагнетизма рассчитаны резонансные частоты с учетом анизотропии в базисной плоскости. Результаты работы применяются для объяснения резонансных свойств.

Исходя из противоречивых экспериментальных данных о магнитном свойстве MnF_2 и из структуры кристалла, высказана гипотеза, что спонтанный магнитный момент MnF_2 имеет „слабоферромагнитное“ происхождение. Изучена анизотропия слабоферромагнетизма в базисной плоскости NiF_2 . Вычислена ширина резонансных линий в зависимости от величины и направления намагничивающего поля. Результаты работы удовлетворительно согласуются с экспериментами.

Изучено влияние эффекта нелинейности на энергетическую щель спиновых волн. Показано, что если система находится в антиферромагнитном состоянии, то этот эффект уменьшает щель, если же система находится в слабоферромагнитном состоянии, то этот эффект увеличивает щели для спиновых волн. Также вычислена χ для слабого ферромагнетика.

Вычислена температурная зависимость магнитной восприимчивости NiF_2 . Полученная формула применима как в анти-, так и в слабоферромагнитном состояниях. Вычислен спектр спиновых волн в соединении $CuCl_2 \cdot 2H_2O$ в условии внешнего магнитного поля. Изучен слабый ферромагнетизм в кубических кристаллах. Определены условия реализации анти- и слабоферромагнитных состояний. Вычислен спектр спиновых волн и температурная зависимость магнитной восприимчивости как в слабоферромагнитном, так и в антиферромагнитном состоянии.

В области теории полупроводников Б. М. Аскеровым развита теория поперечного термомагнитного эффекта Нернста—Эттингсгаузена в квантующих магнитных полях. Вычислен химический потенциал в квантующем магнитном поле с учетом спина электронов проводимости и определен критерий вырождения электронного газа. Вычислена, с помощью П-подхода, температурная и полевая зависимость коэффициента Нернста—Эттингсгаузена в квантовом пределе, т. е. когда все электроны проводимости находятся на нулевом уровне Ландау. Выяснено влияние степени вырождения на точку изменения знака коэффициента Нернста—Эттингсгаузена.

Вычислены изменения термоэдс и теплопроводности в случае, когда квантующее магнитное поле и градиент температуры по направлению совпадают. Показано, что изменение термоэдс в квантовом пределе в несколько раз больше, чем в неквантующих магнитных полях.

Вычислена плотность потока энергии в электромагнитном поле в чистом квантовом состоянии. Результат может оказаться полезным при рассмотрении термомагнитных эффектов в квантующем магнитном поле с помощью П-подхода.

Ф. М. Гашимзаде теоретико-групповыми методами изучались общие свойства энергетического спектра полупроводниковых соединений типа CdIn_2Se_4 , SnSe , Sb_2Se_3 , TlSe и др. Определены места расположения экстремумов энергетических зон и места смыкания последних. Учтено влияние спина. Получены законы дисперсии для носителей тока. Методом локализованных орбит произведен расчет энергетического спектра дырок в полупроводниковых соединениях типа CdIn_2Se_4 , SnSe , CdSe , CdSnAs_2 . Методом ортогонализированных плоских волн (с отталкивательным потенциалом) рассчитаны зонные спектры Ge , Si и GaAs .

Теоретико-групповыми методами произведено дальнейшее уточнение зонной структуры полупроводникового соединения CdSnAs_2 . Выявлена непараболичность зоны проводимости этого соединения. Изучено влияние непараболичности зоны проводимости полупроводникового соединения InAs на термоэдс и исследована зависимость эффективной массы электронов от степени заполнения зоны проводимости. Вычислены гальваномагнитные коэффициенты для полупроводникового соединения TlSe с учетом особенностей его зонного спектра.

Выведено выражение угла фарадеевского вращения для носителей тока в полупроводниковом соединении TlSe , которым можно воспользоваться для определения эффективной массы носителей тока. Исследовано влияние увлечения электронов фотонами на температурную зависимость термоэдс в полупроводниках с тетрагональной симметрией, к которым относится полупроводниковое соединение TlSe .

Полупроводники

В связи с бурным развитием науки и полупроводниковой техники получение новых полупроводниковых материалов, исследование комплекса физических свойств полупроводников и полупроводниковых приборов приобрело большую актуальность.

Работы по физике полупроводников и твердого тела в республике начались еще в 1937 г. С начала организации Института физики до 1950 г. в области полупроводников под руководством акад. АН Азербайджанской ССР Х. И. Амирханова были выполнены следующие работы: исследование теплопроводности закиси меди; тепловое выпрямление; исследование анодного скачка потенциала в полупроводнике на границе его соприкосновения с металлом.

Ограниченность исследования новых полупроводниковых соединений, в частности типа $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{VI}}$, $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$, частично связана с трудностью выращивания совершенных монокристаллов по общеизвестным методам.

За последние годы возрос интерес к полупроводникам сложного химического состава, в частности типа $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{VI}}$. Это, видимо, связано с тем, что указанные кристаллы обладают рядом особенностей. Некоторые из этих монокристаллов имеют высокую фоточувствительность, обнаруживается увлечение носителей фононами, при низких температурах край оптического поглощения имеет линейчатую структуру.

Начиная с 1954 г., в Институте физики проводятся работы по получению монокристаллов новых полупроводниковых соединений, изучению их электрических, оптических, фотоэлектрических, термодинамических свойств, изучению диффузионных процессов и упругостин насыщенных паров.

Изучено влияние примесей и степени совершенства кристаллов на условия рассеяния фононов, электронов, увлечения электронов фононами и на парную теплопроводность.

В результате этих исследований были разработаны методы получения монокристаллов селенидов таллия и галлия, теллурида галлия и германия, сульфида галлия.

На совершенных монокристаллах селенида галлия определены глубины уровней прилипания и сечения захвата носителей. Установлено наличие увлечения электронов фононами и сильной анизотропии подвижности дырок и постоянной Холла в селениде таллия. Получены точечные диоды на основе селенида таллия n -типа.

Обнаружено и изучено новое явление, заключающееся в резком возрастании проводимости p - n переходов с понижением температуры в сильных электрических полях. Установлено, что механизмом этого процесса является ударная ионизация.

Выявлено, что критическая напряженность электрического поля и критическая температура, при которых наступает ударная ионизация, определяются разностями ионизационных потенциалов.

Установлена зависимость управления концентрацией ионизованных примесных центров в области объемного заряда введением заданной примеси, что позволяет управлять частотно-емкостными свойствами.

Установлена эмпирическая зависимость между шириной запрещенной зоны изотропного полупроводника со структурой алмаза и энергией его атомизации.

Выявлено, что электропроводность, теплопроводность, энергия разрыхления гетеродиффузии и самодиффузии, энергия активации носителей тока и вязкость селена претерпевают резкое изменение в области 0,5% примесей, имеется корреляция между атомным радиусом примеси и коэффициентом теплопроводности.

Выявлено наличие анизотропии диффузии и электропереноса, вычислены эффективный заряд и подвижность ионов таллия в теллуре.

Масспектроскопическим и радиоизотопным методами изучен молекулярный состав селена в газообразном состоянии. Методами радиоизотопов и электронографии показано, что даже при комнатной температуре на контакте селена и серы с металлами образуются селениды и сульфиды, что обуславливает асимметричную проводимость и генерирование фотоэлектродвижущей силы.

Для уточнения механизмов рассеяния носителей тока и фононов, выяснения вопросов, связанных с взаимодействием электронного газа с фононным спектром и отдельных ветвей спектра тепловых колебаний решетки, исследованы теплопроводность и электрические свойства полупроводников $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ в широком интервале температур и концентрации примесей, включая область сильного легирования.

Показано, что в области 100—550° К в переносе тепла в GaAs и InSb основную роль играют фононы. Теплопроводность решетки GaAs в данной области температур указывает на доминирующую роль трехфононных процессов.

При одинаковой концентрации акцепторных и донорных примесей теплопроводность p - GaAs и p - InSb выше теплопроводности n - GaAs и n - InSb . Причем в образцах n -типа теплопроводность зависит от концентрации резче. Эти факты объясняются различием эффективного сечения рассеяния фононов при легировании полупроводников акцепторными и донорными примесями.

Изготовлены p - n переходы $\text{Se}^- \text{CdSe}$, обладающие при 350—400° К током насыщения $10^{-7} - 10^{-8} \text{ а/см}^2$.

Созданы селеновые фотодиоды с рабочей температурой 350—400° К, чувствительностью 7000 мкА/в. люмен , с максимумом спектральной

чувствительности в видимой области, эффективным временем жизни неосновных носителей 10^{-6} сек и временем релаксации — 10^{-4} сек.

Получены материалы на основе природного галенита месторождений Азербайджанской ССР и теллуридов сурьмянистой меди для термопреобразователей.

В настоящее время получение веществ высокой степени чистоты приобрело особое значение. С этим связано развитие и таких отраслей науки и техники, как ядерная энергетика, полупроводниковая электроника и т. д. Получение веществ высокой степени чистоты позволяет изготовить материалы с заданными свойствами путем легирования этого вещества определенными примесями.

В течение ряда лет в Институте физики АН Азербайджанской ССР проводятся комплексные исследования физико-химических свойств полупроводников, связанных с разработкой методов их очистки и легирования.

Сконструированы установки для определения упругости насыщенных паров методом Кнудсена, позволяющие производить без нарушения вакуума одно и десять измерений. На этих установках изучены температурные зависимости давления насыщенных паров ряда полупроводниковых соединений с применением радиоактивных изотопов таллия, селена и серы.

Показано, что при достаточно высоких температурах соединение Tl_2Se_3 разлагается в твердой фазе с выделением селена и образованием Tl_2Se ; обнаружено также, что соединение Tl_2O_3 при испарении в вакууме восстанавливается до Tl_2O .

Результаты исследования упругости насыщенных паров системы $Te-Se$ позволили объяснить невозможность очистки теллура от селена вакуумной дистилляцией.

Сконструирована установка для бестигельной зонной перекристаллизации веществ с малым поверхностным натяжением. Установка опробована при получении теллура высокой степени чистоты. Определены равновесные коэффициенты распределения примесей селена (0,34), ртути (0,1) и таллия ($2 \cdot 10^{-4}$), при кристаллизации теллура с применением радиоактивных изотопов селена-75, ртути-203, таллия-204 обнаружено, что коэффициенты распределения вышеперечисленных примесей в теллуре остаются постоянными независимо от содержания этих примесей в области малых концентраций, что свидетельствует о постоянном характере взаимодействий примесей с теллуrom.

Наблюдено влияние удельного веса таллия на его коэффициент распределения при кристаллизации теллура.

Показано, что метод зонной перекристаллизации для очистки теллура от примесей селена является эффективным.

Изучено распределение примесей тантала при различных скоростях кристаллизации монокристаллического германия. Определены эффективные коэффициенты распределения тантала в германии при различных скоростях вытягивания монокристаллов и показано, что зависимость эффективного коэффициента распределения от скорости вытягивания согласуется с теорией Бартона, Прима и Сликхтера.

Исследована самодиффузия теллура. Определена температурная зависимость коэффициента самодиффузии. Исследована диффузия селена, серы, таллия и ртути в теллуре и таллии, тантала в германии. Определены температурные зависимости коэффициента диффузии этих элементов в теллуре.

Значение теплоты активации селена и таллия при диффузии в теллуре свидетельствует о вакансионном механизме перемещения атомов селена и таллия.

Определена температурная зависимость растворимости таллия в твердом германии. Обнаружена ретроградная растворимость таллия в германии. Исследовано влияние внешнего электрического поля на диффузию таллия в селене и теллуре. Определено, что таллий в селене диффундирует в виде трехкратно ионизованных атомов, подвижность которых в интервале $373-488^\circ K$ меняется от 10^{-11} до 10^{-9} .

При исследованиях электропереноса таллия в теллуре (где концентрация носителей 10^{19} см^{-3}) наблюдался заметный эффект увлечения.

Вычислен эффективный заряд таллия при переносе в поликристаллическом теллуре и в монокристаллах в направлении, перпендикулярном оси C . Показано, что в отличие от теллура и селена при электропереносе таллия в монокристаллическом (переносе) германии наблюдался преимущественный перенос в сторону анода.

Создание новых кибернетических быстродействующих машин с большим объемом памяти, моделирование человеческого мозга, освоение космоса и ряд других задач ставят проблему миниатюризации электронной аппаратуры. Решение этой проблемы тесно связано с совершенством наших знаний о природе тонких пленок и умением управлять их технологией. Поэтому в настоящее время исследование физико-химических свойств тонких пленок приобрело особую важность.

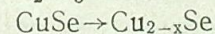
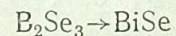
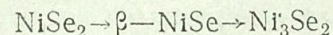
В Институте физики под руководством доц. Г. А. Эфендиева с 1957 г. тонкие полупроводниковые пленки исследуются с целью выяснения процессов фазообразования между двумя слоями, стабильности образующихся фаз и возможности управления этими процессами. Разработанный Институт кинематический метод электронографии на приборе ЭГ позволяет непрерывно фиксировать на фотопластинке процессы, происходящие в тонких пленках при их термообработке. Кинематический метод съемки впервые применен для исследования реакции между двумя слоями.

В результате исследования бинарных систем $Ni-Se$, $Bi-Se$, $Cu-Se$, $Ga-Se$, $Tl-Se$ в тонких пленках установлено:

а) в фазообразовании между двумя слоями, в общем случае, имеется селективность и ступенчатость, заключающаяся в том, что в начале из возможных многих фаз благодаря реактивной диффузии образуется одна определенная фаза, а другие фазы являются вторичными образованиями.

Сказанное можно иллюстрировать на примере реакции между Ni и Se . В этом случае из трех селенидов никеля ($NiSe_2$, $\beta-NiSe$ и N_3Se_2), несмотря на концентрационные возможности, в начальный период образуется только $\beta-NiSe$, другие фазы появляются после отжига, в результате диффузии компонентов в $\beta-NiSe$.

б) в некоторых бинарных соединениях, при их термообработке в виде тонких пленок, происходят фазовые превращения, связанные с изменением их состава. Например:



в) кинетика фазовых превращений тонких пленок селенидов меди происходит по линейному закону: $\Delta m = kt$.

Константа k , характеризующая скорость превращения, зависит от температуры в виде экспоненты: $k = A \exp(-\Phi/kt)$.

Эти данные, кроме расширения нашего понятия о природе тонких пленок, помогают нам надежно использовать их в микроэлектронике.

В ближайшие годы намечено дополнить эти исследования электронномикроскопическими, а также изучить процесс их формирования и взаимодействия.

Эти работы проводятся в тесном контакте с Физико-техническим институтом АН СССР, Институтом полупроводников АН СССР, Физическим институтом АН СССР. Большую помощь в деле подготовки кадров оказывают профессора Д. Н. Наследов, А. Р. Регель, А. И. Ансельм, А. И. Губанов, Л. Э. Гуревич, член-корр. АН СССР Б. М. Вул и др.

Работы по исследованию физических свойств полупроводников проводятся также на кафедре полупроводников АГУ им. С. М. Кирова, кафедрах физики АзПИ, АЗИНХ и АзСХИ.

Исследование жидкого состояния вещества

Одной из важнейших проблем современной молекулярной физики является изучение природы жидкого состояния вещества. В этой области, несмотря на ее большое практическое и научное значение, имеется еще много „белых пятен“, исследование которых составляет одну из фундаментальных задач экспериментальной и теоретической физики.

В этом направлении большая работа проделана под руководством член-корр. АПН СССР проф. А. К. Абасаде. Эти работы вначале велись в лаборатории теплофизики Института физики АН Азербайджанской ССР, затем параллельно и на кафедре физики Азербайджанского педагогического института им. В. И. Ленина. Была исследована теплопроводность жидкостей и их паров в зависимости от температуры и давления и достигнут ряд интересных результатов. В частности установлено, что в критической области ход температурного изменения кривых теплопроводности не имеет максимума, как это вытекает из теории Энского.

Была исследована теплопроводность нефтепродуктов и их смесей в широком интервале давлений и температур.

Исследованием корреляции между тепловыми параметрами вещества были подтверждены выводы теории член-корр. АН СССР проф. А. С. Предводителя.

В учении о жидкостях вязкость играет важную роль в качестве одного из свойств, характеризующих молекулярную природу веществ, находящихся в жидком агрегатном состоянии.

Учитывая это обстоятельство, в Институте физики доктором физико-математических наук Х. М. Халиловым были разработаны методы исследования вязкости жидкостей и газообразных сред при ортobarических условиях и в широком интервале температур, включающем и критическую область. Сконструированные оригинальные замкнутые вискозиметры весьма удобны для исследования вязкости негазированных и газированных жидкостей, а также паров и газов. Эти приборы применяются на практике для измерения вязкости самых разнообразных жидкостей (вплоть до расплавленных металлов) при различных температурах и давлениях.

Исследована вязкость двойных смесей некоторых углеводородов в зависимости от их концентрации и в интервале температур от -40 до $+60^\circ\text{C}$. Доц. Х. Шириновым изучена вязкость различных нефтепродуктов при давлениях, достигающих до 1000 атм , а также ряд объектов с повышенным значением коэффициентов вязкости и физические свойства пластовых нефтей при давлениях, достигающих до 400 атм .

Доц. А. А. Мамедовым (АПИ им. В. И. Ленина) была исследована вязкость бинарных смесей гомологов бензола при $20-80^\circ\text{C}$.

Зав. кафедрой молекулярной физики АГУ им. С. М. Кирова доц. М. Г. Сардарлы в широком интервале температур была исследована вязкость ряда углеводородов в зависимости от структуры молекул и влияние различных примесей на них. Была вычислена энергия связи и координационное число исследованных молекул углеводородов.

Исследуя диэлектрические свойства нефтей и нефтепродуктов, зав. кафедрой экспериментальной физики АГУ им. С. М. Кирова доц. К. Ш. Кочарли удалось установить корреляцию между электрическими параметрами (диэлектрическая постоянная, электропроводность) и другими параметрами с плотностью и вязкостью. Полученные результаты имеют большое практическое значение.

Доц. А. М. Расулов исследовал вязкости по распространению волн в концентрированных жидкостях. Определенная работа по исследованию теплопроводности и вязкости нефтей и нефтепродуктов проведена под руководством доц. М. Г. Рамазанзаде на кафедре физики Азербайджанского института нефти и химии им. М. Азизбекова.

Рентгенофизика и изучение твердых тел

Исследование вещества с помощью рентгеновых лучей проводится в основном в Азербайджанском институте нефти и химии, в лаборатории рентгеноструктурного анализа Института физики АН Азербайджанской ССР и рентгеновской лаборатории Азгосуниверситета.

Лаборатория рентгеноструктурного анализа Института физики была создана в 1946 г. по инициативе проф. А. З. Везирзаде. В настоящее время в этой лаборатории под руководством кандидата физ.-матем. наук К. П. Мамедова исследована анизотропия атомного фактора рассеяния в кубических кристаллах (алюминия и алмаза). Целью этой работы является изучение деталей распределения электронной плотности атомов в кристаллической решетке и исследование характера химической связи в кристаллах. В работе показано, что в металлическом Al, как и в решетке алмаза, электронная плотность атомов имеет анизотропное распределение, причем если характер анизотропии в Al приводит к более равномерному распределению электронной плотности, что характеризует металлическую связь, то в случае алмаза анизотропия распределения электронов приводит к более прочной гомополярной связи.

Исследован температурный фактор Al методом неподвижного монокристалла. Анизотропия распределения электронов атома исследована также в решетке кремния и германия рентгенодиффрактометрическим методом. Показано уменьшение относительной степени анизотропии распределения с ростом атомного номера в ряде алмаз, кремний, германий. В случае германия степень анизотропии настолько уменьшается, что характерных „запрещенных“ интерференций типа

$$\sum_{j=1}^3 h_j = 4n + 2 \text{ не возникает.}$$

Анализируя возможность возникновения динамических интерференций, показано, что экспериментально измеренные интерференции 222 и 622 в случае алмаза и кремния являются результатами асимметрии, „формы“ атомов, а не динамического эффекта.

На рентгенодиффрактометре УРС-50-И изучены коэффициенты теплового расширения Al, Si, Ge, Se и GaSe и показано, что коэффициент теплового расширения коррелирует с силой связи атомов в данном кристаллографическом направлении, если характер связи атомов в данном направлении не меняется.

На основе измерения интенсивности рентгеновской интерференции подкладки разработан рентгенодиффрактометрический метод определения толщины и однородности тонкого аморфного или кристаллического покрытия, нанесенного на массивную кристаллическую подкладку. Метод применяется в технологии изготовления полупроводниковых приборов и широко может быть использован в антикоррозийной технике.

Разработан рентгенодиффрактометрический метод получения изотермических кинетических кривых кристаллизации при переходе вещества из аморфного в поликристаллическое состояние. На примере селена по изотермическим кинетическим кривым кристаллизации определена энергия активации кристаллизации и показано, что она не зависит от выбора рентгеновской интерференции $I(hkl)$, а существенно меняется в зависимости от чистоты селена и введенных в него примесей. Эти результаты используются заводами, изготавливающими селеновые приборы, и имеют важное значение как для выяснения механизма кристаллизации, так и выбора оптимальной технологии процесса.

Исследованы структура и физические свойства сплавов $Cu-Al$ и установлена для них справедливость закона Видемана—Франца.

Изучены жидкие индивидуальные углеводороды бензольного ряда. Эти исследования ставили своей целью изучение как структуры молекул, взаимную упаковку их, так и оценку межмолекулярной и внутримолекулярной сил взаимодействия и изменения этих параметров с изменением числа и длины боковых цепей в углеводородах этого ряда.

В 1947 г. в Азгосуниверситете им. С. М. Кирова по инициативе Г. А. Эфендиева была создана рентгеновская лаборатория, где помимо рентгенографических проводятся и электронографические исследования.

Под руководством зав. кафедрой физики АзПИ проф. З. И. Ализаде работает большой коллектив молодых физиков. В основном эти работы посвящены исследованию магнитоотрицательных свойств бинарных сплавов. Проф. З. И. Ализаде удалось получить ряд бинарных сплавов, имеющих большое практическое значение.

Под руководством проф. Д. Б. Гогоберидзе исследовались оптическими и рентгенографическими методами некоторые деформации в кристаллах.

В области рентгеноструктурного исследования твердых тел и жидкостей ценные работы проводятся в Институте химии и нефтехимических процессов АН Азербайджанской ССР.

Радиофизика

Развитие радиофизики в республике проходило в основном по направлению изучения диэлектрических свойств вещества и по разработке новых радиотехнических методов определения диэлектрических коэффициентов.

Исследования в этой области начались в 40-х годах, когда в Секторе физики канд. физико-математических наук И. А. Мухтаровым проводились работы по изучению диэлектрических свойств нефтей, нефтепродуктов и мраморов азербайджанских месторождений. И. А. Мухтаровым был также исследован метод объемного резонатора и предложен метод измерения диэлектрических коэффициентов на дециметровых волнах с помощью коаксиальной линии.

С 1951 г. эти работы развертываются под руководством канд. физико-математических наук Л. М. Иманова в лаборатории радиофизики,

где исследован волноводный метод измерения диэлектрических коэффициентов на сантиметровых волнах и показано, что он применим только при малых средних потерях. Большое число в исследованиях занимает изучение поглощения радиоволн в полярных жидкостях.

С целью глубокого изучения природы диэлектрической поляризации и потерь на молекулярном уровне проведено сравнительное исследование диэлектрической релаксации в моногалогенопроизводных бензола, в их растворах и в первичных алифатических спиртах в широких интервалах частот, температур и концентраций. Эти исследования позволили внести существенную ясность в понимание природы и механизмов релаксации основной и дополнительной областей дисперсии, а также получить ценные сведения о структуре жидкого состояния.

Разработаны микроволновые методики, предназначенные для изучения диэлектрических характеристик материалов в широких интервалах потерь (включая даже область $\tan \delta > 1$) и температур, позволяющие существенно снизить погрешность определения диэлектрических коэффициентов.

Разработаны методы для изучения диэлектрических свойств сильно поглощающих материалов (жидкостей).

Начиная с 50-х годов большое внимание уделяется исследованиям в области радиоспектроскопии.

В настоящее время широким фронтом ведутся работы по изучению микроволновых вращательных спектров молекул с заторможенным внутренним вращением на разработанных радиоспектрометрах с электрической молекулярной модуляцией.

С целью изучения энергетических и структурных характеристик молекул исследован сверхвысокочастотный спектр поглощения молекулы этилового спирта и ее дейтерированных разновидностей, молекул хлорфторэтана, трифторэтана, трифторэтилена и их изотопических разновидностей. Определены вращательные постоянные, параметры вращения квадрупольной связи, структурные характеристики и возможные изомерные формы этих молекул, представляющие значительный интерес для теории строения молекул. Эти работы ведутся в тесном контакте с Физическим институтом им. П. Н. Лебедева АН СССР.

Оптика

Исследования в области оптики были начаты в лаборатории спектрального анализа Азербайджанского филиала АН СССР. В этой лаборатории под руководством доктора химических наук Ф. М. Эфендиева проведены работы по исследованию люминесценции нефтей и нефтепродуктов. В результате были получены важные сведения о физико-химических свойствах нефтей Азербайджанской ССР и их нефтепродуктов. Были также проведены работы по исследованию -руд на содержание серебра, кобальта, меди, кадмия и висмута. Ныне старший преподаватель АГУ им. С. М. Кирова О. К. Керимов работает в этом направлении.

С 1950 г. под руководством канд. физико-математических наук А. Х. Халилова были начаты работы по исследованию структуры и физических свойств молекул жидкостей методом комбинационного рассеяния света. Этим же методом была налажена работа по оптическому анализу индивидуального состава бензиновых фракций нефтей Азербайджана с целью поиска путей повышения октанового числа бензинов и получения данных, необходимых для нефтеперерабатывающей промышленности.

На основании богатого экспериментального материала был установлен новый закон о частотной зависимости интенсивности линий комбинационного рассеяния света молекул с сопряженными кратными связями; показано, что интенсивность линий комбинационного рассеяния света является чувствительным и надежным параметром для определения взаимодействия атомных групп внутри молекул, их геометрической структуры и характера симметрии.

Начиная с 1956 г. в Институте широкое развитие получили исследования по люминесценции кристаллофосфоров и ароматических углеводородов.

В результате комплексного исследования оптических, термических и термооптических свойств большого числа монокристаллических щелочно-галогидных кристаллофосфоров было установлено:

а) наличие эффекта резонансной миграции энергии в ряде полиактивированных кристаллофосфоров и экспериментально доказано, что послесвечение имеет рекомбинационный характер.

б) центры, ответственные за флюоресценцию, фосфоресценцию, оптическую вспышку и термовысвечивание обладают разной структурой.

в) распределение электронов и дырок на уровнях захвата, глубина расположения этих уровней, энергия термической активации, отношение вероятностей повторной локализации к рекомбинации электронов зависят от природы, концентрации и взаимодействия примесных и тепловых микродефектов в фосфорах.

г) аккумуляционные и инерционные способности, скорость образования, оптическая и термическая устойчивость центров захвата и роль ионных процессов в кинетике рекомбинации электронов и дырок в указанных фосфорах значительно больше подвержены влиянию катионов щелочно-земельных металлов, чем анионов галогидов.

д) наличие в решетке щелочно-земельных ионов и чужеродных анионов приводит к локальному нарушению симметрии внутрикристаллического поля, что вызывает смещение и распределение энергетических уровней центров свечения и изменения вероятностей переходов между этими уровнями.

е) ядром центров свечения в щелочно-галогидных фосфорах являются ионы активаторов, расположенные в узлах решетки, а не образования типа комплексов.

Канд. физико-математических наук Х. И. Мамедовым были развиты методы получения линейчатых электронных спектров ряда органических соединений. Изучение этих спектров позволило с большой точностью установить положение электронных уровней, колебательные частоты основного и возбужденного электронного состояния, а также дать наиболее вероятную интерпретацию спектров исследованных веществ.

Приведенный выше краткий очерк развития физики в Азербайджане показывает, что за годы советской власти в республике не только возникли, но и с большим успехом развились научные исследования в этой области, которые являются одним из показателей большого научного и культурного прогресса нашей республики.

Многочисленные кадры исследователей, технически оснащенные лаборатории научных институтов и ВУЗов республики, повседневная забота партии и правительства о развитии науки обеспечивают условия для новых достижений ученых Азербайджана в области физики.

С. А. АЛЕСКЕРОВ

ОСНОВНЫЕ ИТОГИ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ РАБОТ В ОБЛАСТИ КИБЕРНЕТИКИ В АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

I

Настоящая статья представляет собой краткий обзор основных научно-исследовательских работ в области вычислительной математики, вычислительной техники и кибернетики, проводимых в Азербайджанской ССР. История работ в области вычислительной математики и техники насчитывает немногим более десяти лет. Первая вычислительная машина—сеточная модель типа ЭМ-8—начала работать в АН Азербайджанской ССР в 1952 г.

Исследования по отдельным направлениям кибернетики в Академии наук Азербайджанской ССР сконцентрированы в Вычислительном центре, который с 1960 г. работает как самостоятельный институт.

Академия наук и другие научные учреждения республики, где проводятся работы в области кибернетики, находятся в тесной творческой связи с другими научно-исследовательскими центрами Советского Союза. Имеются тесные и ставшие уже традиционными связи между Вычислительным центром АН Азербайджанской ССР и такими научными центрами, как Вычислительный центр Академии наук СССР, Институт автоматики и телемеханики АН СССР, Институт кибернетики АН УССР и др. Ведущими советскими учеными, работающими в этих учреждениях, подготовлено и подготавливается большое число молодых ученых, работающих в АН Азерб. ССР. Так, под руководством акад. А. А. Дородницына подготовлена группа специалистов в области вычислительной математики. Группа учеников акад. АН УССР В. М. Глушкова ведет в ВЦ АН Азербайджанской ССР работу в области машинного поиска логического вывода. Прошедшая научную школу акад. АН УССР Б. В. Гнеденко наша сотрудница Т. И. Насирова работает в области статистических методов теории массового обслуживания. В области статистических методов теории массового обслуживания работает ученик член-корр. АН СССР Л. А. Люстерника Г. Алиев. В области математических методов экономики работают ученики доктора технических наук, проф. Н. Е. Кобринского Т. Аскеров и К. Амирагов. У доктора технических наук проф. А. А. Фельдбаума прошел подготовку Н. Дагкесаманский, который успешно работает в области оптимизации химических процессов. Лабораторию специализированных вычислительных устройств ВЦ АН Азербайджанской ССР возглавляет Ю. Махмудов—воспитанник Института точной механики и вычислительной техники.

На исследования по кибернетике, проводимые в Азербайджанской ССР, плодотворное влияние оказывает имеющаяся постоянная связь с такими видными учеными страны, как академики А. А. Дородницын, Б. Н. Петров, А. И. Берг, С. А. Лебедев, В. А. Трапезников. В Баку для обсуждения результатов научных работ и выступления с лекциями в разное время приезжали академики А. А. Дородницын, Б. Н. Петров, В. М. Глушков.

Все это является ярким свидетельством большой помощи русских ученых в развитии исследований по кибернетике в Азербайджанской ССР.

II

Вычислительная математика в Азербайджане возникла из практических нужд и развивалась как самостоятельное научное направление.

Азербайджан—республика нефти и химии и, естественно, первые работы по вычислительной математике возникли на базе задач теории фильтрации. Эти задачи, в подавляющем большинстве, приводящие к тем или иным задачам математической физики, решались различными авторами в различных аспектах. Общая задача теории фильтрации газов и газированной нефти впервые была решена акад. АН Азербайджанской ССР З. И. Халиловым в 1954 г. Если учесть, что задача неустойчивости фильтрации газированной жидкости приводит к задаче об определении двух функций, связанных двумя нелинейными уравнениями, причем для первой функции даются начальные и граничные условия (смешанная задача), а для второй функции только начальное условие (задача Коши), то такого типа задача рассматривалась впервые и ее решение было крупным событием. Данный З. И. Халиловым в 1955 г. конечно-разностный метод эффективного решения задач фильтрации газированной нефти лег в основу многочисленных расчетов и научных работ его учеников.

В 1952—1954 гг. акад. З. И. Халилов дал метод решения смешанных задач для гиперболических и параболических уравнений с неразделяющимися переменными, по которому решение смешанной задачи решается в виде разложения по собственным функциям „главной части“ оператора при заданных граничных условиях и при котором, используя редукцию, можно приближенно решить смешанные задачи.

Задачи подземной гидродинамики неустойчивости течений и несжимаемой жидкости в однородном и неоднородном пластах, с учетом и без учета наличия пропластков с разными мощностями и проницаемостями к скважинам (гидродинамически совершенным и несовершенным) были исследованы разными авторами, в работах которых даны эффективные решения. Эти работы сыграли большую роль в проектировании и разработке различных нефтяных и газовых месторождений (К. Ширинов, Ю. Бабич, Г. Джалилов, М. Аббасов, Г. Гусейнов, Ф. Гасанов, М. Таиров, М. Гулиев).

Вопросы теории фильтрации, приводящие к пространственным задачам типа Гильберта, вопросы перемещения контуров обводнения скважин, а также принципы раздельной эксплуатации слоистых неоднородных пластов были охвачены исследованиями К. Ширинова, Ю. Бабича, Ф. Гасанова, причем разработаны эффективные методы реализации указанных задач на вычислительных машинах.

Отдельные вопросы теории, методов расчета потенциальных полей были как аналитически, так и при помощи вычислительных машин исследованы в работах С. А. Алескерова.

Следует отметить, что машинными методами решены задачи теории фильтрации и полученные результаты легли в основу конкретных

рекомендаций по освоению новых месторождений (Ю. А. Бабич, В. Матяков).

М. Таиров в 1962 г. решил задачу о нестационарной фильтрации методом интегральных соотношений.

Приближенному решению задачи о собственных значениях для специальных линейных операторов и исследованию полноты корневых подпространств несамосопряженных операторов и их применению посвящены работы Д. Аллахвердиева, выполненные под руководством акад. М. В. Келдыша.

Исследованию смешанной задачи для квазилинейного уравнения теплопроводности посвящены работы С. Мусаева, в которых эти задачи приводятся к нелинейным интегральным уравнениям и решаются методом последовательных приближений. Автором рассмотрены и многомерные случаи, а также получено решение для больших значений времени.

Отметим интересные результаты Р. Шафиева, исследовавшего итерационные методы решения нелинейных уравнений в банаховых пространствах. Предложенные автором модификации некоторых итерационных методов расширяют область их применения, упрощают вычисления и улучшают сходимость процессов.

В 1953 г. акад. З. И. Халилов решил краевую задачу для уравнения смешанного типа (уравнение Лаврентьева—Бицадзе) методом сеток. Этот метод был далее развит другими исследователями (О. А. Ладженская, Г. Г. Карманов). Сотрудник ВЦ АН Азербайджанской ССР Ф. А. Тагиев распространяет данный метод на задачу указанного типа для области с некоторыми особенностями.

Значительные результаты в области нелинейной теории крыла в сверхзвуковом потоке получены Д. А. Бабаевым, работавшим под руководством акад. А. А. Дородницына (1961—1962 гг.). При помощи численного метода, предложенного Д. А. Бабаевым, была решена задача обтекания тонкого треугольного крыла сверхзвуковым потоком идеальной жидкости.

III

В Азербайджанской ССР ведутся исследования по различным направлениям математики, быстро развивающимся в связи с развитием кибернетики.

С широким применением электронных цифровых вычислительных машин для решения разнообразных задач возникает необходимость быстрее перевода указанных задач на машинный язык, т. е. автоматизации процесса составления программ для машин. С этой целью в ВЦ АН Азербайджанской ССР проводятся определенные работы.

Автоматизация программирования осуществляется в основном в двух направлениях. Первое—составление системы стандартных подпрограмм, охватывающей стандартные программы более или менее элементарных актов, а также характерных задач и распространенных методов с последующим использованием специально составленных интерпретирующих или составляющих программ. Последние поручаются машине, которая составляет определенную (а иногда всю) часть программы, тем самым исключается не только возникновение большого числа возможных ошибок, связанных с ручным программированием, но и намного облегчается труд программиста. Составленные в 1961—1963 гг. в ВЦ АН Азербайджанской ССР системы стандартных программ для ЭЦВМ Урал-1 и БЭСМ-II успешно используются (К. Ширинов, А. Салимов, Ф. Тагиев и др.).

Второе направление автоматизации программирования—это, во-первых, разработка новой программирующей программы для машины БЭСМ-II на базе универсального международного алгоритмического языка (Алгол), представляющего транслятор, переводящий с классического языка на машинный, и, во-вторых, разработка принципов управления тождественными преобразованиями конечных строк, т. е. расчетных алгоритмов для расширения арифметических и логических возможностей ЭЦВМ. Последнее дало бы возможность автоматизировать составление самовосстанавливающихся трансляторов (К. Ширинов, Ф. Тагиев, А. Мамедова и др.).

Близкими к этим исследованиям являются работы, проводившиеся в ВЦ АН Азербайджанской ССР по автоматизации доказательств. Эти работы, существенно расширяющие логические возможности электронных цифровых и вычислительных машин и позволяющие автоматизировать некоторые стороны мышления человека, проводятся под руководством акад. В. М. Глушкова. Первая из этих работ посвящена реализации на машине алгоритма Тарского, представляющего собой разрешающую процедуру для элементарной алгебры (Н. Джафарова). Во второй работе, выбирая формальный язык, близкий к языку исчисления предикатов, формулируется аксиоматическая теория (не строго формализованная) для некоторого круга теорем теории пределов и строится некоторая разрешающая процедура (С. Пшеничникова). Эти работы проводятся впервые и полученные результаты представляют определенный интерес.

Исследованию некоторых вопросов теории алгоритмов средствами дескриптивной теории множеств посвящена работа В. А. Мстиславского, проводимая под руководством проф. А. А. Ляпунова.

Значительны работы, проведенные по теории массового обслуживания. Задачи теории массового обслуживания исследуются как аналитическими методами, так и методом „Монте—Карло“ (статистическое испытание на ЭВМ при помощи математической модели).

Решена задача об обслуживании неординарного потока с n однотипными приборами. Уравнения системы приведены к рекуррентной системе линейных обыкновенных дифференциальных уравнений и для случая двух приборов выполнено интегрирование. Получено обобщение классической задачи Эрланга. Решена задача обслуживания при наличии профилактики и восстановления и исследован вопрос о влиянии надежности приборов на стабильность работы системы. Решена также нестационарная задача для случая двух потоков требований, возникшая из практики. Последняя задача—решение соответствующих интегро-дифференциальных уравнений получена методом производящих функций. Эти работы выполнены Т. Насировой под руководством акад. АН УССР Б. В. Гнеденко.

Исследованием некоторых процессов массового обслуживания с целью получения основных количественных характеристик качества обслуживания занимался А. А. Шахбазов (АГУ). Им, в частности, получено обобщение классической задачи Эрланга на случай приборов разной производительности, пуассоновского потока и произвольных распределений длительности обслуживания разными приборами. В терминах преобразования Фурье—Стилтьесса решена задача обслуживания одним прибором неординарного потока требований с учетом времени, необходимого на подготовку прибора к работе. Получены некоторые уточнения теорем А. Я. Хинчина о процессах типа восстановления и обобщены две задачи Баррера. Результаты А. А. Шахбазова представляют интерес для теории надежности.

Второй круг вопросов из теории массового обслуживания охва-

тывают задачи, относящиеся к моделированию на ЭВМ различных случайных процессов.

Сотрудником ВЦ АН Азербайджанской ССР Г. Алиевым в 1960 г. под руководством член-корр. АН СССР Л. А. Люстерника была решена задача по моделированию действующего производственного процесса автоматизированного стана печной сварки труб. Результаты моделирования показали, что некоторые параметры процесса необходимо изменить. В 1963 г. Г. Алиев предложил метод „группового обслуживания“ для моделирования некоторых процессов. Была построена математическая модель одной абстрактной системы массового обслуживания, являющаяся обобщением многих конкретных схем, встречающихся в машиностроении. Метод и результаты этого исследования были применены автором к вопросу моделирования на ЭВМ одной проектируемой автоматической линии.

За последние годы выполнен ряд работ и проводятся исследования в области математического описания действующих и проектируемых технологических процессов.

В ВЦ АН Азербайджанской ССР совместно с соответствующими организациями проводятся исследования вопросов оптимального управления некоторыми химическими процессами. Так, например, проведено аналитическое исследование системы уравнений, описывающей процессы в трубчатом реакторе для получения окиси этилена с целью определения оптимального режима реактора. Показано, что ни одним из трех возможных методов (классическим, принципом максимума и динамическим программированием) нельзя довести задачу до окончательного результата. Предложен метод решения задачи путем комбинации аналитического исследования на основе принципа максимума с поиском на модели. Получено оптимальное решение, обеспечивающее максимальный выход окиси этилена (Н. Дагкесаманский).

Составлена экономико-математическая модель нефтеперерабатывающего завода. Модель представляет собой матрицу, элементами которой являются технологические параметры, характеризующие выпуск и потребление всех установок и всего завода (К. Амирагов).

В научно-исследовательском проектно-институте „Нефтехимавтомат“ методами линейного программирования исследована задача оптимального оперативного планирования производства нефтеперерабатывающего предприятия. Суть задачи заключается в рациональном распределении нагрузки между установками предприятия в условиях изменяемого общего задания, сырья и состояния установок (А. Абдуллаев и др.).

В ВЦ АН Азербайджанской ССР составляется математическое описание процесса каталитического крекинга, которое ляжет в основу автоматизации процесса с применением вычислительных управляющих машин. В силу сложности этого процесса (занимающего ведущее место по масштабам применения в нефтяной промышленности и имеющего большое народнохозяйственное значение) в настоящее время отсутствуют физико-химические зависимости, достаточно полно описывающие процесс, и поэтому математическая модель составляется на основе обработки статистических данных методами корреляционного анализа (К. Ширинов, Р. Мустафаев и др.).

Ведутся интенсивные исследования по математическому описанию процесса синтеза нитроакриловой кислоты—НАК (С. Мусаев, Я. Бершанский и др.).

В Азербайджанском институте нефти и химии им. М. Азизбекова разрабатываются алгоритмы автоматической интерпретации данных каротажа. В содружестве с ВНИИ геофизики и Азнефтегеофизики разработаны алгоритмы обработки геофизических кривых ПС (спонтанная поляри-

зация) и КС (кажущееся сопротивление). Получены практические данные автоматической интерпретации геофизических данных по ряду скважин объединения „Азнефть“ и восточных нефтяных районов.

В 1963 г. в Азербайджанском педагогическом институте языков им. М. Ф. Ахундова были начаты работы в области применения математических и кибернетических методов в педагогике (Л. Б. Ительсон).

Содержание работы составляют:

а) логико-математический и алгоритмический анализ учебных пособий и процесса обучения языка;

б) исследование проблем программированного обучения, разработка и экспериментальная проверка различных типов программированных учебников и обучающих машин.

Психолого-педагогические исследования ведутся при помощи аппаратуры, в частности, обучающих машин.

IV

В Азербайджанской ССР проводятся работы в области технической кибернетики и разработки вычислительных устройств, предназначенных для использования главным образом в нефтедобыче и в нефтехимической промышленности. Эти работы ведутся, в основном в ВЦ АН Азербайджанской ССР, в Азербайджанском институте нефти и химии им. М. Азизбекова и в НИПИ „Нефтехимавтомат“.

Как отраслевой институт „Нефтехимавтомат“ занимается задачами технической кибернетики в той мере, в какой необходимо для проведения на современном уровне работ по автоматизации процессов, объектов и предприятий нефтяной и нефтехимической промышленности.

Работы, начатые в НИПИ „Нефтехимавтомат“ с 1957 г. шли по следующим направлениям.

I. Автоматизация отдельных установок или групп установок нефтеперерабатывающих и нефтехимических предприятий:

1. Установка каталитического крекинга.

Проведено экспериментальное исследование характеристик процесса с использованием статистических методов. Выявлены источники и резервы технико-экономической эффективности процесса, составлены схемы комплексной автоматизации установки. Разработаны алгоритмы оптимального управления, составлены требования к управляющей машине.

2. Процессы пиролиза в трубчатых печах.

После экспериментального получения статистических и динамических характеристик процесса, выявления определяющих параметров и разработки алгоритмов оптимизации создан комплекс средств автоматизации, включая и пневматическую вычислительную управляющую машину. Система реализована и внедрена в промышленность.

II. Централизованный контроль и управление нефтеперерабатывающими и нефтехимическими предприятиями:

1. С точки зрения автоматической оперативной обработки информации в процессе управления нефтеперерабатывающими и нефтехимическими предприятиями в институте разработаны структуры и принципы управления предприятиями, выявлены направления и объем движения информации, составлены алгоритмы оперативной обработки данных.

2. Совместно с ВЦ АН Азербайджанской ССР разрабатываются вопросы автоматического контроля и управления товарно-транспортным хозяйством предприятий.

III. Централизованный контроль в области добычи, транспорта и хранения нефти и газа.

Институтом разработаны:

1. Комплексные системы контроля и управления добывающими предприятиями с различными способами добычи нефти. Среди них имеются системы с централизованным программным заданием работы местных устройств с цифровой обработкой данных и цифровпечатной регистрацией данных на специальном бланке.

2. Комплексные системы централизованного контроля для районной диспетчерской службы магистральных газопроводов. Для целей оперативной обработки информации используются специально разработанные устройства логико-математической цифровой обработки данных.

3. Комплексная система автоматического выполнения оперативных и коммерческих операций для крупных нефтебаз и резервуарных парков, включая объекты компаундирования. Для этой системы разработана специализированная цифровая вычислительная машина на феррит-диодных элементах.

4. Универсальная система приборов оперативной цифровой обработки информации для различных телемеханических систем, используемых в добыче, транспорте и хранении нефти и газа.

Указанные работы выполнены коллективом научных сотрудников „Нефтехимавтомата“ (А. Абдуллаев, Т. Алиев, М. Гинзбург, Ч. Агаларов и др.).

В ВЦ АН Азербайджанской ССР проводятся научно-исследовательские работы в области разработки принципов построения и применения вычислительных устройств, предназначенных для использования в системах контроля и управления.

Разработано преобразующее устройство типа „время—код“, предназначенное для использования в комплексе оборудования специального назначения (С. Алескерев, Р. Касумов, Н. Дагкесаманский, М. Гельман). Результаты работы и рекомендации приняты комиссией.

Разработано преобразующее устройство типа „напряжение—код“, предназначенное для ввода первичной информации от установок нефтеперерабатывающих заводов в вычислительную машину (С. Алескерев, М. Гельман и др.). Устройство может быть использовано в различных системах контроля и управления технологическими процессами. В настоящее время устройство сочленяется с машиной централизованного контроля, разработанной одной из ленинградских организаций.

Р. Касумовым под руководством доктора технических наук проф. Б. Б. Тимофеева проводятся исследования по разработке устройств для ввода информации от частотных (струнных) датчиков в электронную цифровую вычислительную машину.

На основе проведенных исследований по вопросам погрешностей и обработки информации при измерении частоты струнных датчиков авторы пришли к следующим выводам. В централизованных системах телеизмерения с использованием электронных цифровых вычислительных машин целесообразно применять однострунные датчики как наиболее простые по конструкции, безразлично—с предварительным „возбуждением“ (без применения термокомпенсации) или с непрерывной генерацией, обработку результатов измерения производить в вычислительной машине. Возможно построение преобразующего устройства с быстродействием порядка 1 кгц и точностью 0,1%, с последующей обработкой информации датчика на электронно-цифровой машине с вероятностью получения результатов измерения, равных классу точности датчика $p = 0,999996$. Возможно построение преобразующего устройства с быстродействием порядка 1—5 гц и точностью 0,1% с вероятностью получения результата измерения, равного классу точности датчика $n = 0,999996$.

В связи с широким применением статистических методов исследования систем автоматического управления особое значение приобрели вопросы обработки графических данных. В Вычислительном центре АН Азербайджанской ССР предложены способы обработки и на этой основе разрабатывается устройство для обработки графических данных. Это устройство может быть использовано для ввода графических данных в оперативное запоминающее устройство цифровых вычислительных машин, для интегрирования графических функций, а также для вычисления корреляционных функций. На разрабатываемом устройстве возможна обработка графиков с лент произвольной ширины, круговых и других видов диаграмм (Т. Алиев).

Ведутся исследования принципов построения и разработки быстродействующего оперативного запоминающего устройства на туннельных диодах. Цель разработки — получение запоминающего устройства с временем обращения порядка 100 наносекунд и частотой обращения до 5 мГц. Разработка устройства с такими временными параметрами требует теоретического и экспериментального анализа элементов и цепей, на основе чего будет разработано оперативное запоминающее устройство на туннельных диодах и предложены методы для инженерного расчета (С. Алескеров, И. Абросимов).

В Вычислительном центре АН Азербайджанской ССР разрабатывается специализированная цифровая вычислительная машина, предназначенная для использования в системе комплексной автоматизации товарно-учетных и контрольно-оперативных работ на нефтеперерабатывающих заводах (Ю. Махмудов и др.). Структура машины универсального типа, что позволяет произвести на ней решение класса задач, близких между собой по требованиям, предъявляемым к цифровой машине. Специализация машин заключается в ограничении основных параметров в пределах, которые определяются характером производственного процесса. Предварительный анализ показывает, что для систем комплексной автоматизации производственных процессов в нефтяной и нефтехимической промышленности требуются цифровые машины с точностью представления чисел 6—7 десятичными знаками и сравнительно с небольшим быстродействием (сотни операций в секунду).

Учитывая эти требования, предполагается создать машину на высоконадежных малогабаритных феррит-диодных элементах, принцип построения основных устройств которой должен заключаться в использовании последовательных и параллельно-последовательных схем. Поскольку для построения последовательных схем требуется небольшое количество элементов, то одновременно с уменьшением стоимости и габаритов машин повышается также надежность ее работы.

В настоящее время разработаны устройства машины, которые могут быть также использованы и в других специализированных цифровых вычислительных и управляющих машинах:

1. Универсальное арифметическое устройство последовательного действия, оперирует с 24-разрядными двоичными числами, представленными с фиксированной запятой. В арифметическом устройстве выполняются все арифметические и основные логические операции. Оно за одну секунду может выполнять около 1000 сложений, вычитаний и логических операций, 100 умножений и 50 делений.

2. Выходное устройство для автоматического перевода и печатания полученных результатов вычислений. Устройство состоит из двух частей: схемы перевода двоичных чисел в десятичную систему счисления и электромеханической приставки со схемой управления для автоматического печатания результатов. Первая часть устройства может быть самостоятельно использована в других цифровых машинах, вторая — приспособлена к конкретной печатающей машине.

3. Внешнее запоминающее устройство на магнитной ленте. Схема управления обеспечивает автоматический поиск нужной зоны при движении ленты в обе стороны. Запись и считывание информации производятся последовательно, на одной дорожке записываются кодовые импульсы, на другой — синхро. В качестве носителя информации используется магнитная лента тип-2 шириной 6,3 мм. Скорость при движении в обе стороны 760 мм/сек, плотность записи — 4 импульса на 1 мм. Имеется 256 зон, скорость записи и считывания 6500—7000 слов в минуту. Имеется схемный контроль правильности работы и устройства.

4. Устройство ввода информации с перфоленты со схемным преобразованием чисел из десятичной системы в двоичную. Носителем информации является бумажная телеграфная перфолента шириной 17,5 мм. Для считывания чисел с перфоленты используется электромеханический трансмиттер. В основу схемы для реализации автоматического перевода чисел из десятичной системы счисления в двоичную положен алгоритм с использованием двоичных констант десятичных чисел, соответствующих весу каждого разряда. Схема автоматического перевода может быть успешно использована и при фотоэлектрическом способе считывания информации с перфоленты. Она обеспечивает автоматический перевод свыше 1000 строк (десятичных разрядов) в секунду.

Ведется исследование по разработке принципов построения и применения специализированных вычислительных устройств для систем комплексной автоматизации управления нефтедобычи. При рассмотрении этих вопросов для компрессорного и фонтанного способов добычи используются реальные характеристики скважин, их параметры (дебит, газовый фактор, расход рабочего агента и т. д.), для глубинно-насосного способа добычи — телединамометрирования (Ю. Махмудов, И. Белов, Г. Алиев).

Совместно с кафедрой автоматизации производственных процессов АЗИНЕФТЕХИМ им. М. Азизбекова, Вычислительным центром АН Азербайджанской ССР предложена методика и устройство для централизованного исчисления расхода газов с применением средств вычислительной техники (И. Ибрагимов, Н. Фарзана, Ю. Махмудов, Г. Алиев).

Сущность методики заключается в следующем. В каждой точке измерения устанавливаются датчики давления (p) и перепада давления (Δp) с приставкой для дистанционной электрической передачи показания. В диспетчерском пункте поочередно эти непрерывные значения p и Δp преобразуются в цифровой код. При помощи вычислительного устройства определяется расход газа в течение короткого времени Δt по известной формуле. Аналогично все это выполняется для остальных точек измерения и весь процесс повторяется с каждым циклом. Таким образом, в любой момент времени в ячейках памяти будут записаны суммарные расходы для каждой точки, за время от начала измерения до рассматриваемого момента. Возможно печатание расхода для каждой точки измерения в течение часа, смены, суток или по надобности.

Предложенная методика и устройство позволяют произвести групповой централизованный замер расхода газов, что дает возможности для комплексной автоматизации и управления производственными процессами.

В АЗИНЕФТЕХИМ им. Азизбекова ведется разработка информационных устройств для контроля параметров скважин и систем диспетчеризации в нефтяной промышленности. Это включает разработку различных систем многоканальных цифровых измерительных устройств, систем автоматической обработки скважинной информации на вычислительной машине, кодовых телеизмерительных систем и др.

Там же ведется разработка информационных устройств для систем геофизических исследований скважин (А. Мелик-Шахназаров, А. Мельников и др.).

Работа включает в себя разработку ряда первичных приборов для преобразования геофизической информации в электрические сигналы, многоканальной системы передачи измерительной информации, системы преобразования геофизических данных в цифровую форму для ввода в вычислительную машину.

С 1963 г. Киевский завод геофизического приборостроения начал серийно выпускать аппаратуру бокового каротажа. Другая модификация разработанного первичного прибора—аппаратура бокового микрокаротажа прошла скважинные испытания.

В основу другого разрабатываемого первичного прибора—аппаратуры ядерного магнитного каротажа положен принцип ядерного магнитного резонанса (по методу свободной процессии). Сейчас эта аппаратура проходит испытания.

В целом ряде нефтяных районов Советского Союза применяется аппаратура бокового каротажа.

Завершена также разработка системы многоканальной передачи геофизической информации, которая в настоящее время испытывается на скважинах.

В области преобразования геофизической информации в цифровую форму исследования ведутся в двух направлениях — преобразование информации непосредственно на скважине и в интерпретационном центре.

По второму направлению уже разработано и прошло успешные испытания полуавтоматическое устройство с преобразователем типа угол-фаза-код-перфолента.

В Азербайджанском научно-исследовательском институте курортологии и физических методов лечения им. С. М. Кирова выполнен ряд работ по созданию различной диагностической электро- и радиоаппаратуры.

Разработан и сконструирован портативный универсальный диагностический аппарат для проведения исследования мышечного тонуса, мышечной силы, объема движений, рефлексов, кожной температуры, потоотделения, кожно-гальванического эффекта и др. (Д. Таривердиев).

Девять видов исследования объединены в одном портативном аппарате, управление которого производится при помощи клавишного переключателя. Такое простое устройство для девяти видов исследования позволяет применять аппарат в условиях комплексных научных экспедиций, исследования большого количества людей.

Разработан электрокамертон для исследования вибрационной чувствительности людей. Он состоит из вибратора и миниатюрного генератора импульсов. Миниатюрный прибор дает колебания желаемой частоты и амплитуды, что заменяет несколько разных камертонов.

Создан портативный аппарат для исследования мышечного тонуса. Аппарат применялся при изучении состояния мышечного тонуса у больных с детским параличом (Д. Таривердиев).

В настоящее время ведутся исследования над разработкой аппарата для биоэлектростимуляции больных с пораженной нервной системой.

V

Решение современных задач развития нефтяной и химической промышленности требует широкого внедрения математических методов и электронных вычислительных машин для управления технологическими процессами.

То обстоятельство, что в Азербайджане широко представлена нефтяная и химическая промышленность, делает целесообразным развитие в Академии наук Азербайджанской ССР научно-исследовательских работ, направленных на увеличение производительности труда и комплексной автоматизации управления в указанных отраслях промышленности.

В системе указанных работ важнейшее место принадлежит современным методам кибернетики. Вычислительный центр АН Азербайджанской ССР планирует вести научно-исследовательские работы в 1966—1970 гг. по следующим разделам кибернетики:

1. Разработка и применение математических методов оптимизации производственных процессов с применением электронных вычислительных машин.

Будут проводиться исследования по разработке методов составления математического описания действующих и проектируемых технологических и главным образом нефтехимических процессов. Намечается составление математического описания для конкретных нефтехимических процессов, которое ляжет в основу решения задачи оптимизации этих процессов.

Будут проводиться исследования по разработке математических методов оптимизации процессов, описываемых системами дифференциальных, либо конечных уравнений, решаться задачи по определению оптимального режима для конкретных процессов нефтяной и химической промышленности.

2. Исследование операций и математическая экономика.

Будут проводиться следующие работы:

разработка новых методов решения нелинейных, целочисленных и других задач математического программирования;

математическая статистика и стохастическое программирование;

разработка новых эффективных методов решения задач теории игр;

решение задач теории массового обслуживания как аналитическими методами, так и методами статистических испытаний типа Монте—Карло;

моделирование на электронных вычислительных машинах работ промышленных автоматических линий и других систем массового обслуживания;

разработка методов составления экономико-математических моделей крупных предприятий нефтяной и химической промышленности. Применением электронных цифровых и аналоговых вычислительных машин будут решены экстремальные задачи экономики и планирования.

3. Автоматизация программирования для цифровых вычислительных машин.

Будут проводиться исследования с целью разработки программирующих программ и трансляторов для цифровых вычислительных машин.

4. Теория и принципы построения систем комплексного управления технологическими процессами с применением электронных управляющих машин.

Будут проводиться исследования по разработке оптимальных кибернетических систем управления производственными процессами.

5. Разработка и применение элементов кибернетических систем управления.

Будут проводиться исследования в области теории, принципов построения и разработки:

устройств для преобразования непрерывных величин в дискретные и, наоборот, вводных и печатающих устройств; специализированных вычислительных устройств для кибернетических систем управления.

6. Биологическая кибернетика.

Будут производиться исследования по некоторым вопросам биологической кибернетики, в частности, с целью установления количественных закономерностей для отдельных физиологических процессов.

В тесном содружестве с учеными страны ученые Азербайджана, работающие в области кибернетики, приложат усилия для успешного исследования фундаментальных проблем в этой быстро развивающейся отрасли науки.

Г. Ф. СУЛТАНОВ, Р. Э. ГУСЕЙНОВ

РАЗВИТИЕ АСТРОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ В АЗЕРБАЙДЖАНЕ

До победы Великой Октябрьской социалистической революции и в первые годы советской власти в Азербайджане не было ни одного астронома со специальным образованием и не велось научных исследований в этой области, хотя Азербайджан славился своей Марагинской обсерваторией еще в XIII веке.

В отличие от других отраслей науки планомерное развитие научных исследований по астрономии и подготовка кадров астрономов возможны только при астрономических учреждениях. Поэтому очень важно осветить вопросы, связанные с созданием обсерватории в Азербайджане.

Вопрос о постройке астрофизической обсерватории в Азербайджане возникал неоднократно.

Ученые астрономы СССР еще в 1927 г. интересовались горными районами Азербайджанской ССР для постройки первой классной астрофизической обсерватории.

В этом важном деле для советской науки нельзя не отметить заслуги проф. Покровского, по инициативе которого Ленинградский Астрономический институт направил летом 1930 г. в Азербайджан экспедицию в составе научных сотрудников А. В. Маркова и В. Б. Никонова. Экспедиция работала при содействии Азербайджанского научного общества (И. А. Бенашвили).

Проводя кратковременные астрономические, метеорологические и актинометрические наблюдения в Степанакерте, Шуше, Лысогорске и Лачине, экспедиция рекомендовала продолжить работу в других горных областях Азербайджана.

К тому времени в Азербайджане не только отсутствовал научный центр для проведения астрономических исследований, но не имелось даже соответствующей кафедры для ведения преподавания астрономических дисциплин в вузах республики.

Имеющаяся в Азербайджане морская обсерватория вела небольшие астрономические наблюдения в основном по службе времени. При активном участии сотрудников этой обсерватории проф. Михайловского, доцентов Малиновского и Борисова в Азербайджанском педагогическом институте (АПИ) им. В. И. Ленина был создан астрономический кабинет с астрономической площадкой, который до сих пор используется для учебных целей.

В 1934 г. в Азербайджанском государственном университете (АГУ) им. С. М. Кирова была организована кафедра астрономии и геофи-

зики, которую сначала возглавлял крупный специалист по гидрологии проф. Малиновский, а затем гидрометеоролог доцент П. Ф. Белоногин, а преподавание астрономии вел физик М. У. Гашимаде.

Азербайджанская ССР получила первого астронома (Г. Д. Мамедбейли) с высшим университетским образованием только в 1938 г., в результате в Азербайджанском государственном университете был организован астрономический кабинет и начато преподавание астрономии.

Хорошо поставленное преподавание астрономии, математики, физики, геофизики и механики в АГУ им. С. М. Кирова с 1938 г. (М. Р. Эфендиев, З. И. Халилов, М. А. Джавадов, А. И. Гусейнов, П. Ф. Белоногин, Г. Д. Мамедбейли, Р. Г. Гасанов, Б. Р. Мирзоев, М. С. Алиев) имело тот положительный результат, что некоторые студенты (Г. Ф. Султанов, Р. Э. Гусейнов, Т. А. Эминзаде, А. А. Исмаилов) решили посвятить себя астрономии. В настоящее время ведутся большие работы по созданию обсерватории в республике.

После шестнадцатилетнего перерыва летом 1946 г. силами АГУ им. С. М. Кирова и АН Азербайджанской ССР была организована месячная астрономическая экспедиция в районы озера Гек-Гель и Шуши, которая тоже не дала заключения о выборе места для строительства обсерватории (А. И. Караев, Г. Д. Мамедбейли, В. П. Кузнецов, Р. Э. Гусейнов, П. Ф. Белоногин и др.).

В целях развития астрономических исследований и создания обсерватории в Азербайджане в 1948 г. при Институте физики и математики АН Азербайджанской ССР была организована лаборатория астрофизики, которая в свою очередь в 1949 г. организовала десятидневную астрономическую экспедицию в Шемахинский район (Г. Д. Мамедбейли, М. У. Гашимаде, С. И. Сорин). В работе экспедиции принимали участие представители Астросовета АН СССР проф. В. А. Крат и доц. Г. Ф. Ситник.

Результаты наблюдений этой экспедиции не были достаточными для окончательного выбора места строительства астрофизической обсерватории на горе Дедегюнеш, где работала экспедиция, ввиду крайней кратковременности этой экспедиции и невозможности сопоставления ее данных с данными других экспедиций и отсутствия выводов о зависимости качества изображений небесных тел от метеорологических элементов.

Лаборатория астрофизики Института физики и математики в дальнейшем не могла продолжить работу по выбору места для строительства обсерватории, но возбудила в определенных кругах интерес к развитию астрономической науки в республике. Особое значение имело проведение в 1951 г. Всесоюзной научной сессии, посвященной 750-летию юбилея выдающегося азербайджанского ученого Мухаммеда Насирэддина Туси.

Предварительные выводы предыдущих экспедиций о целесообразности строительства обсерватории в горных районах Азербайджана получили свое подтверждение только в 1953 г., когда Академия наук Азербайджанской ССР активно взялась за подготовку строительства в Азербайджане крупной астрофизической обсерватории.

По инициативе М. И. Алиева (президента АН Азербайджанской ССР), Ю. Г. Мамедалиева (академика-секретаря отделения физико-технических наук) и З. И. Халилова (директора института физики и математики) в марте 1953 г. при Институте физики и математики АН Азербайджанской ССР была организована постоянная астрономическая экспедиция для окончательного выбора места под строительство астрофизической обсерватории и проведения комплекса работ, связанных с этим строительством (Г. Ф. Султанов, М. У. Гашимаде, С. И. Сорин, А. А. Ахундов).

Астрономическая экспедиция работала под общим руководством проф. В. А. Крата и 6 апреля 1953 г. начала наблюдения на площадке Финтунган (Хизинский район), а с 7 мая 1953 г. — на площадке у Дедегюнеша.

Впервые площадка на предгорье горы Пиркули была выделена для строительства астрофизической обсерватории 17 мая 1953 г. (В. А. Крат, Г. Ф. Султанов, С. И. Сорин) и с этого дня там ведутся работы по астрономии.

Вопрос о строительстве в Азербайджане астрофизической обсерватории получил поддержку со стороны Астрономического совета АН СССР и его научных комиссий, ГАО АН СССР, ИТА АН СССР, ГАИШ, КРАО АН СССР и других учреждений. Эти учреждения оказывают Академии наук Азербайджанской ССР помощь в подготовке научных кадров и в организации разработки астрономических исследований.

Известные астрономы Советского Союза академики В. А. Амбарцумян, В. Г. Фесенков, член-корр. АН СССР А. А. Михайлов, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, М. Ф. Субботин и О. А. Мельников, академики АН союзных республик Е. К. Харадзе, Н. П. Барабашев, член-корр. АН союзных республик В. П. Щеглов, В. П. Цесевич, А. А. Яковкин, проф. В. А. Крат, Г. Ф. Ситник, Б. М. Щиголов, А. Н. Дейч, Б. В. Кукаркин, А. Г. Масевич и другие единодушно высказывали и высказывают мнение о создании в Азербайджане астрофизической обсерватории с крупными солнечными и звездными телескопами.

С момента организации работ по созданию Шемахинской астрофизической обсерватории коллективом астрономов Азербайджана получены оригинальные научные результаты по разным разделам астрономии и астрофизики.

Важное место среди полученных результатов имеет обоснование о необходимости строительства Шемахинской астрофизической обсерватории более широкого профиля, путем использования результатов астрономических экспедиций.

Такой важный научный вывод является результатом длительного и упорного труда всего коллектива астрономов Азербайджана (Г. Д. Мамедбейли, Г. Ф. Султанова, Т. А. Эминзаде, Р. Э. Гусейнова, А. А. Исмаилова, М. У. Гашимаде, Г. В. Ахундовой, С. И. Сорина) и доктора физико-математических наук проф. В. А. Крата.

Ниже излагаются основные научные результаты, полученные астрономами республики по проблемам физики Солнца, физики звезд, малых тел солнечной системы и истории астрономии.

Впервые применена теория „светящегося“ электрона к вопросу о генерации спорадического радиоизлучения Солнца. Показано, что релятивистские электроны в локальных магнитных полях могут являться причиной генерации спорадического радиоизлучения Солнца. Высказано предположение о возможности объяснения некоторых явлений во вспышках также релятивистскими электронами.

Выведено уравнение для определения функции распределения оптических толщ и первоначальных интенсивностей радиовсплесков Солнца (Р. Э. Гусейнов).

Интерпретированы спектрограммы хромосферных факелов-флоккулов, полученные в центре и на краю солнечного диска. Определено отношение концентраций однажды ионизованного кальция во флоккуле и в соседней невозмущенной области. Рассмотрены вопросы, связанные с эмиссионной частью и частью поглощения в контуре линии H и K однажды ионизованного кальция. Вычислена турбулентная скорость. Показано, что и концентрация однажды ионизованного кальция и турбулентная скорость имеют значения, хорошо согласующиеся с тако-

выми, полученными по эмиссионным линиям протуберанцев, наблюдаемых во время солнечных затмений. Сделан вывод о том, что физические особенности области генерации поглощенной части контура наблюдаемой линии являются такими же, что и в протуберанцах (А. И. Исмаилов).

Из наблюдений хромосферных вспышек и их отдельных узлов установлено, что во вспышке возникают сверхгравитационные ускорения. Почти внезапное возникновение таких ускорений требует практически мгновенного приложения силы, во много раз превышающей не только гравитацию, но и стационарные силы электромагнитной природы типа тех, которые возникают в магнитном поле над пятном. Подобный эффект можно было бы ожидать при очень сильном взрыве, сосредоточенном в малой области.

Применением теории о сильном точечном взрыве к хромосферным вспышкам оценено значение кинетической энергии ударной волны. Это значение колеблется в пределах 10^{27} — 10^{30} эрг, но оно всегда меньше, чем общее количество энергии, излучаемой вспышкой во всех видах излучения за все время ее существования. Это говорит о том, что кроме кинетической энергии ударной волны во время сильного взрыва освобождается большая энергия и в другом виде.

Дальнейшее развитие идеи применения задачи о сильном точечном взрыве к хромосферным вспышкам привело к рассмотрению задачи о сильном точечном взрыве, с учетом теплопроводности, при сферичности симметрии и автономности движения. С учетом условий о солнечной атмосфере составлена система трех нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка с соответствующими граничными условиями, полученная двухточечная краевая задача решена на быстродействующей вычислительной машине. Изучение решения указанной задачи позволило найти отношение скорости, плотности и температуры к их значениям на ударной волне. Найдены закономерности распределения этих отношений от центра взрыва (от ядра вспышки) до фронта ударной волны с учетом светового давления.

Показано, что обратный Комптон-эффект может быть возможным источником гамма-излучения хромосферных вспышек, если концентрация электронов с энергией $\sim 10^{11}$ эв в области вспышки с линейными размерами $\sim 10^{10}$ см будет $\geq 10^5$ см $^{-3}$, что является маловероятным. Применением теории „светящегося“ электрона рассчитана концентрация релятивистских электронов, обеспечивающих наблюдаемый поток гамма-лучей у поверхности Земли. Если линейные размеры области таких электронов $\sim 10^7$ см, а напряженность поля ~ 500 гс, то при энергии электронов 10^{10} эв их концентрация должна быть 10^2 см $^{-3}$, а при $\sim 10^9$ эв $\sim 10^4$ см $^{-3}$, что вполне приемлемо (Р. Э. Гусейнов).

С помощью метода киносъемки обнаружено наличие высоких частот в колебании края Солнца, дана оценка средней величины неоднородности в атмосфере, установлено наличие в ней стационарных процессов.

Распределение гранул по размерам носит определенный характер. Отдельные фотосферные гранулы или же группы, находящиеся в возмущенных областях солнечной поверхности, являются стабильными образованиями с временем жизни более четырех минут. Обнаружено синхронное колебание края в волнах различной длины независимо от высоты Солнца (М. Б. Керимбеков).

Показано, что скорость осевого вращения Солнца зависит от оптической глубины слоя, в котором образуются те или другие спектральные линии.

Изготовлено, исследовано и внедрено в практику наблюдений оптическое приспособление с призмой Довэ, позволяющее без поворота

спектрографа получить одновременно спектрограммы с обоих диаметрально противоположных краев солнечного диска на любой гелиографической широте. Составлен также каталог оптических глубин, сил осцилляторов около 700 линий железа и титана. По методу кривая роста определена температура возбуждения по линиям (И. А. Асланов).

Теоретические работы по проблеме физики звезд относятся в основном к строению и развитию звезд. Показано, что модели с конвективным ядром не могут быть применены к красным карликам.

Было вычислено распределение температуры внутри белого карлика Сириуса В в случае, когда содержание водорода велико. Показано, что предельное значение полной энергии белых карликов не равно нулю, определены ее значения при различных степенях вырождения.

Исходя из анализа астрономических данных указывается, что белые карлики вовсе не лишены водорода. В связи с этим выдвинута гипотеза о том, что в плотной среде скорости ядерных реакций сильно понижены по сравнению с плазмой. Проведено вычисление скорости протон-протонной реакции в плотной среде (конденсате) при различных значениях плотности и температуры.

Показано, что расширение в плотной звезде приводит к резкому увеличению скорости термоядерных реакций. Таким образом, можно объяснить причину вспышек новых звезд.

Проведены исследования свойств сверхплотных конфигураций в связи с проблемой происхождения звезд из таких тел. Показано, что учет сил взаимодействия между нуклонами приводит к увеличению массы сверхплотных конфигураций. Однако масса устойчивых сверхплотных конфигураций может превосходить массу Солнца всего лишь в несколько раз. Но неустойчивые сверхплотные конфигурации могут обладать большой массой и при расширении распадаться на отдельные части (Т. А. Эминзаде).

На 200-миллиметровом менниковом телескопе АЗТ-7 в течение нескольких лет проводились работы по изучению качества изображения звезд, была определена турбулентция в зените и средняя амплитуда дрожания. Сделан вывод, что площадка Пиркули вполне пригодна и для установки двухметрового телескопа. Рассмотрен вопрос о зависимости амплитуды дрожания от зенитного расстояния.

Показано, что на вид дифракционной картины влияют неоднородности приземного слоя воздуха, а дрожания обуславливаются неоднородностями, расположенными во всей толще атмосферы (Г. В. Ахундова, А. А. Алиев, С. Зейналов и др.).

Проведены работы по определению положения объектов с помощью широкоугольных астрографов. Выведены более общие и точные формулы для вычисления дифференциальной рефракции и абберации. Рассмотрены вопросы о точности определения оптического центра пластинки. Показано, что менниковые телескопы пригодны для астрометрических работ (С. З. Омаров).

На 200-миллиметровом телескопе АЗТ-7 с целью организации фотоэлектрических наблюдений проведена переделка телескопа, начата схема электрофотометра и всей электрической системы. Начаты наблюдения с целью исследования поляризации света короткопериодических звезд типа В $_c$ (С. З. Омаров, Г. Аббасов).

Проведены спектрофотометрические исследования звезд-субгигантов в затменных двойных системах. Определены спектрофотометрические градиенты и температура, электронная плотность, число поглощающих атомов, спектральные классы в системах МКК. Обнаружена большая плотность в атмосферах субгигантов, которая свидетельствует о том, что эти звезды имеют более однородное строение.

Определены поверхности температуры главных (горячих) звезд в затменно-двойных системах (С. М. Азимов).

По проблеме малые тела солнечной системы основное внимание было уделено на исследование происхождения астероидов.

Разработана гипотеза распада первичного крупного тела с целью объяснения происхождения астероидов, для чего подробно изучено теоретическое распределение вторичных осколков по ряду элементов их орбит. Выявлены основные закономерности в распределениях осколков первичного крупного тела.

Определены элементы орбиты первичного крупного тела (формы орбиты и положение ее плоскости). Высказана гипотеза о том, что причиной распада первичных крупных тел является не внутренняя, а внешняя сила.

Проделаны статистические исследования различных характеристик астероидов, которые необходимы для решения вопроса о происхождении последних.

Составлен каталог значений моментов количеств движения астероидов относительно перпендикуляра к плоскости орбиты Юпитера и величин квазиконстант интеграла Якоби (Г. Ф. Султанов).

Проведены исследования по истории астрономии и математики.

В 1961 г. вышла из печати монография „Основатель Марагинской обсерватории Мухаммед Насирэддин Туси“. Эта монография — результат многолетнего труда по изучению научного наследия Марагинской астрономической обсерватории. Выявлены многочисленные факты приоритета астрономических и математических открытий, сделанных научными сотрудниками этой обсерватории (Г. Д. Мамедбеили).

План перспективных научных исследований ШАО АН Азербайджанской ССР определен Астрономическим Советом АН СССР и Академией наук Азербайджанской ССР на совместной выездной сессии, проходившей в г. Баку, и на месте строительства обсерватории в 1957 г. Согласно данному решению и предшествующим и последующим решениям отчетно-координационных пленумов Астросовета АН СССР уточнен проект создания ШАО с учетом перспективы развития научных исследований по физике Солнца, по физике звезд и туманностей, по физике планет и малых тел солнечной системы. Благоприятное расположение и хорошие астрономические условия в районах строительства создают большие возможности для проведения наблюдений.

По физике Солнца будет обращено внимание на систематические наблюдения различных слоев солнечной атмосферы и солнечных образований. Эти наблюдения будут вестись спектрофотометрическими и фотоэлектрическими методами. Большое число ясных дней с исключительно хорошим изображением будет использовано для наблюдений тонкой структуры в активных областях. Будет сфотографирован спектр хромосферных вспышек в широком диапазоне длины волн. Будет уделено внимание регистрации магнитных полей на Солнце. Исследования по физике Солнца будут дополнены наблюдениями радиоизлучения Солнца. Будет продолжена и расширена также работа по „Службе Солнца“.

По физике звезд запланировано проведение наблюдений спектроскопическими и фотоэлектрическими методами. Большое внимание будет обращено на исследование процессов, происходящих в переменных, нестационарных и новых звездах, изучение физических характеристик и строение атмосфер звезд в двойных системах (в основном тесных пар). Будут также исследованы строение и развитие звезд, физические процессы внутри них.

На имеющихся солнечных и звездных телескопах будет проведено

сравнительное изучение Солнца и звезд с целью расширения знаний о физических характеристиках Солнца по звездам и наоборот.

По физике малых тел солнечной системы предусмотрена организация спектроскопических наблюдений планет и комет, изучение молекулярных спектров планетных атмосфер, исследование явления диссоциации и ионизации молекул в кометах как средства изучения плазмы космического пространства в области солнечной системы, фотографической и фотоэлектрической фотометрии астероидов и их спектрофотометрических исследований.

Используя результаты астрономических исследований в ШАО АН Азербайджанской ССР и в других обсерваториях, будут проведены работы по планетной и звездной космогонии.

Наряду с этими важнейшими современными вопросами астрономической науки исключительно важное значение имеет также составление ежегодных календарей и необходимых таблиц для научных целей и общего пользования, а также ведение исследований, направленных на изучение богатого научного наследия азербайджанского народа в области астрономии и смежных с ней наук.

Основной материально-технической базой Шемахинской астрофизической обсерватории АН Азербайджанской ССР является строящийся общий комплекс зданий и сооружений обсерватории, включающий научные, научно-технические и хозяйственно-бытовые объекты.

Следует упомянуть большие заслуги и смелую инициативу бывшего президента Академии наук Азербайджанской ССР М. М. Алиева, покойного президента Ю. Г. Мамедалиева и нынешнего президента З. И. Халилова по созданию Шемахинской астрофизической обсерватории. В результате их большой организационной работы малочисленному коллективу астрономов Азербайджана удалось за короткий срок выбрать площадку для строительства обсерватории, разработать план проектирования строительства и осуществить его, разработать технические условия и разместить заказы на изготовление основного оборудования, начать подготовку кадров по основным профилям обсерватории, приступить к строительству комплекса зданий и сооружений обсерватории.

Строительство обсерватории началось в 1958 г. Уже построено три научных объекта (павильон горизонтального солнечного телескопа, башня 350-миллиметрового менискового телескопа и оптико-механическая мастерская), в которых почти полностью смонтированы соответствующие телескопы и станки.

Кроме указанных научных объектов, в ШАО функционируют хромосферно-фотосферный телескоп и 200-миллиметровый телескоп с фотоэлектрическим приспособлением.

Выполнение намеченных исследований по астрономии будет осуществлено при помощи полученных и заказанных уникальных астрономических инструментов, прежде всего горизонтального солнечного телескопа, 350-миллиметрового менискового телескопа, 700-миллиметрового планетного телескопа, 900-миллиметрового телескопа системы Шмидта, двухметрового зеркального телескопа, вертикального солнечного телескопа, внезатменного коронографа и радиотелескопов разных типов.

Имеются тесные научные связи с обсерваториями АН СССР (Главной астрономической обсерваторией и Крымской астрофизической), обсерваториями союзных республик (Бюраканской, Абастуманской, Харьковской, Одесской) и т. д. Кроме советских обсерваторий, ШАО имеет тесную связь с Астрономическим институтом и его Онджейховской обсерваторией АН Чехословацкой социалистической республики.

Работа по физике Солнца систематически обсуждается комиссией по исследованию Солнца Астросовета АН СССР, Главной астрономической и Крымской астрофизической обсерваториями АН СССР; по физике звезд и звездной космогонии—комиссиями по космогонии и по физике звезд и туманностей Астросовета АН СССР, Главной астрономической и Крымской астрофизической обсерваториями АН СССР, Бюраканской астрофизической обсерваторией АН Армянской ССР, Государственным астрономическим институтом им. Штернберга; по малым телам солнечной системы—комиссией теоретической астрономии Астросовета АН СССР, Институтом теоретической астрономии АН СССР, Государственным астрономическим институтом им. Штернберга; по истории астрономии—комиссией истории астрономии Астросовета АН СССР и другими учреждениями.

В связи с приближением завершения строительства Шемахинской астрофизической обсерватории в Азербайджане все чаще собираются представители астрономической науки.

За последние два года в Азербайджане были созваны пленумы комиссий Астросовета АН СССР по истории астрономии (май 1962 г.) и по исследованию Солнца (октябрь 1963 г.). Кроме того, в ноябре 1962 г. в Баку состоялась Всесоюзная конференция по исследованию движения малых планет и комет.

Рассказывая об астрономических исследованиях в Азербайджане, нельзя не упомянуть о развитии таковых в АГУ им. С. М. Кирова. История этого развития, как было отмечено выше, тесно связана с историей организации в 1934 г. кафедры астрономии и геофизики с кабинетом, оснащенным астрономическими инструментами.

Учитывая потребность будущей астрофизической обсерватории в кадрах астрономов, в 1954 г. на физико-математическом факультете была организована первая группа студентов по специальности астрофизика; на физическом факультете университета впоследствии дважды организовывались такие группы (Р. Э. Гусейнов, Г. Ф. Султанов, Т. А. Эминзаде, А. А. Исмаилов).

В связи с запуском первого в мире искусственного спутника Земли (ИСЗ) развитие астрономии в АГУ получило широкую возможность.

Еще задолго до запуска первого искусственного спутника Земли при Университете был создан образцовый наблюдательный пункт. С этой целью директивными органами республики было выделено специальное помещение с большой наблюдательной площадкой на горном плато г. Баку. Благодаря большой помощи ректората Азгос-университета (прежде всего покойного Ю. Г. Мамедалиева, деканов математико-механического и физического факультетов А. И. Гусейнова и М. Г. Сардарлы), Астрономического Совета АН СССР университетский наблюдательный пункт оснащался всеми необходимыми астрономическими инструментами для визуальных наблюдений ИСЗ. Накануне запуска третьего ИСЗ университетской станции были поручены фотографические наблюдения ИСЗ и космических ракет. С этой целью астрономический совет обеспечил станцию специальной фотографической камерой НАФА Зс/25 и другими нужными приборами. С этого времени на университетском наблюдательном пункте, который теперь называется университетской астрономической станцией, ведутся визуальные и фотографические наблюдения ИСЗ и космических ракет. Здесь функционируют также и другие астрономические инструменты (Р. Э. Гусейнов, А. Исаев, Ш. Гамидов).

На 200-миллиметровом менисковом телескопе, установленном в специальном павильоне астрономической станции, ведутся исследования по изучению атмосферной неустойчивости (М. У. Гаши-м-заде).

Астрономическая станция АГУ им. С. М. Кирова имеет большое значение в деле подготовки астрономов.

Следует отметить, что университетская астрономическая станция имеет тесные научные и методические связи с другими станциями по наблюдению ИСЗ, получает дельную помощь со стороны Астрономического Совета, Главной астрономической обсерватории АН СССР.

Б. Н. ПАНАЙОТИ

РАВНОМЕРНАЯ АППРОКСИМАЦИЯ ПРОИЗВОДНОЙ
РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ КОШИ ДЛЯ УРАВНЕНИЯ ВТОРОГО
ПОРЯДКА С МАЛЫМ ПАРАМЕТРОМ В БАНАХОВОМ
ПРОСТРАНСТВЕ

В настоящей работе изучается поведение решения $v_\varepsilon(t)$, $\varepsilon > 0$ следующей задачи Коши для дифференциального уравнения в банаховом пространстве X :

$$\varepsilon v''(t) + A(t) v'(t) + B(t) v(t) = f(t); \\ v(0) = v_0, v'(0) = v_1, 0 \leq t \leq T. (E)$$

Задача (E) была рассмотрена П. Е. Соболевским в статье [4], в которой, используя результаты работ [1, 2, 3], автор при определенных условиях доказывает, что:

1) $v_\varepsilon(t)$ равномерно на $[0, T]$ стремится к решению $\bar{v}(t)$ вырожденной задачи;

2) $v'_\varepsilon(t)$ при каждом $t \in [0, T]$ стремится к $\bar{v}'(t)$.

Здесь, как обычно, вырожденной называется задача:

$$A(t) \bar{v}'(t) + B(t) \bar{v}(t) = f(t), \bar{v}(0) = v_0. (\bar{E})$$

При $t = 0$, вообще говоря, $v'_\varepsilon(t) \neq \bar{v}'(t)$. Более того, простейшие примеры показывают, что $v'_\varepsilon(t)$ не стремится равномерно на $[0, T]$ к $\bar{v}'(t)$.

Таким образом, $\bar{v}'(t)$ не может быть использовано в качестве приближения $v'_\varepsilon(t)$ на всем отрезке.

Возникает задача: построить функцию $\psi_\varepsilon(t)$ такую, чтобы разность $v'_\varepsilon(t) - \psi_\varepsilon(t)$ стремилась при $\varepsilon \rightarrow 0$ к нулю равномерно на всем отрезке $[0, T]$. Решению этой задачи и посвящена настоящая работа. Искомая функция $\psi_\varepsilon(t)$ строится с помощью производной решения вырожденной задачи $(\bar{E})$, производной решения замороженной задачи:

$$\varepsilon \hat{v}''(t) + A(0) \hat{v}'(t) + B(0) v_0 = f(0), \hat{v}(0) = v_0, \hat{v}'(0) = v_1 (\hat{E})$$

и производной решения вырожденной замороженной задачи:

$$A(0) \bar{v}'(t) + B(0) v_0 = f(0), \bar{v}(0) = v_0 (\bar{E})$$

следующим образом:

$$\psi_\varepsilon(t) = \bar{v}'(t) - \bar{v}'(t) + \hat{v}'_\varepsilon(t).$$

Б. Н. ПАНАЙОТИ

РАВНОМЕРНАЯ АППРОКСИМАЦИЯ ПРОИЗВОДНОЙ
РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ КОШИ ДЛЯ УРАВНЕНИЯ ВТОРОГО
ПОРЯДКА С МАЛЫМ ПАРАМЕТРОМ В БАНАХОВОМ
ПРОСТРАНСТВЕ

В настоящей работе изучается поведение решения $v_\varepsilon(t)$, $\varepsilon > 0$ следующей задачи Коши для дифференциального уравнения в банаховом пространстве X :

$$\varepsilon v''(t) + A(t) v'(t) + B(t) v(t) = f(t); \\ v(0) = v_0, v'(0) = v_1, 0 \leq t \leq T. (E)$$

Задача (E) была рассмотрена П. Е. Соболевским в статье [4], в которой, используя результаты работ [1, 2, 3], автор при определенных условиях доказывает, что:

1) $v_\varepsilon(t)$ равномерно на $[0, T]$ стремится к решению $\bar{v}(t)$ вырожденной задачи;

2) $v'_\varepsilon(t)$ при каждом $t \in [0, T]$ стремится к $\bar{v}'(t)$.

Здесь, как обычно, вырожденной называется задача:

$$A(t) \bar{v}'(t) + B(t) \bar{v}(t) = f(t), \bar{v}(0) = v_0. (\bar{E})$$

При $t = 0$, вообще говоря, $v'_\varepsilon(t) \neq \bar{v}'(t)$. Более того, простейшие примеры показывают, что $v'_\varepsilon(t)$ не стремится равномерно на $[0, T]$ к $\bar{v}'(t)$.

Таким образом, $\bar{v}'(t)$ не может быть использовано в качестве приближения $v'_\varepsilon(t)$ на всем отрезке.

Возникает задача: построить функцию $\psi_\varepsilon(t)$ такую, чтобы разность $v'_\varepsilon(t) - \psi_\varepsilon(t)$ стремилась при $\varepsilon \rightarrow 0$ к нулю равномерно на всем отрезке $[0, T]$. Решению этой задачи и посвящена настоящая работа. Искомая функция $\psi_\varepsilon(t)$ строится с помощью производной решения вырожденной задачи $(\bar{E})$, производной решения замороженной задачи:

$$\varepsilon \overset{\Delta}{v}''(t) + A(0) \overset{\Delta}{v}'(t) + B(0) v_0 = f(0), \overset{\Delta}{v}(0) = v_0, \overset{\Delta}{v}'(0) = v_1 (\bar{E})$$

и производной решения вырожденной замороженной задачи:

$$A(0) \overset{\Delta}{v}'(t) + B(0) v_0 = f(0), \overset{\Delta}{v}(0) = v_0 (\bar{E})$$

следующим образом:

$$\psi_\varepsilon(t) = \bar{v}'(t) - \overset{\Delta}{v}'(t) + \overset{\Delta}{v}_\varepsilon(t).$$

Такой подход к построению погранслоя был предложен А. Б. Васильевой [5].

Все исследование будет вестись в предположении, что выполняются следующие условия:

1. Операторы $A(t)$ и $B(t)$ при каждом $t \in [0, T]$ являются замкнутыми линейными операторами, действующими в банаховом пространстве X . Области их определения плотны в X . Область определения D оператора $A(t)$ не зависит от t .

2. Оператор $-A(t)$ при каждом $t \in [0, T]$ порождает сильно непрерывную полугруппу $e^{-\tau A(t)}$, $\tau \geq 0$, норма которой удовлетворяет неравенству:

$$\|e^{-\tau A(t)}\| \leq e^{-\omega \tau}, \quad \omega > 0.$$

Отсюда, в частности, вытекает существование ограниченного на X оператора $A^{-1}(t)$.

3. Операторная функция $A(t) A^{-1}(0)$ дважды сильно непрерывно дифференцируема. Операторная функция $B(t) A^{-1}(0)$ сильно непрерывно дифференцируема. Векторная функция $f(t)$ непрерывно дифференцируема.

4. Начальные условия берутся из области определения оператора $A(t)$: $v_0 \in D$, $v_1 \in D$.

Решением задачи (E) будем называть дважды непрерывно дифференцируемую на $[0, T]$ функцию $v_\varepsilon(t)$, удовлетворяющую при каждом $t \in [0, T]$ уравнению, а при $t=0$ — начальным условиям, и такую, что $A(t) v_\varepsilon'(t)$ и $B(t) v_\varepsilon(t)$ непрерывны на $[0, T]$. Решению задачи (E) дается аналогичное определение.

Решением задачи (E) будем называть непрерывно дифференцируемую функцию $\bar{v}(t)$, удовлетворяющую уравнению при каждом $t \in [0, T]$, а при $t=0$ — начальному условию, и такую, что $A(t) \bar{v}'(t)$ непрерывна на $[0, T]$. Решению задачи (E) дается аналогичное определение.

В статьях [1—4] доказано, что при условиях 1—4 имеют место следующие утверждения:

1. Существует функция Като $U(t, s)$, $0 \leq s \leq t \leq T$, сильно непрерывная по совокупности переменных и $\|U(t, s)\| \leq e^{-\omega(t-s)}$.

2. Решение задачи:

$$y'(t) + A(t) y(t) = f(t), \quad y(0) = y_0, \quad y_0 \in D \quad (1)$$

дается формулой:

$$y(t) = U(t, 0) y_0 + \int_0^t U(t, s) f(s) ds.$$

3. Операторная функция:

$$W(t, s) = A(t) U(t, s) A^{-1}(s), \quad 0 \leq s \leq t \leq T,$$

сильно непрерывна по совокупности переменных; при любом $x \in D$ обе частные производные функции $W(t, s) x$ и функция $A(t) W(t, s) x$ непрерывны по совокупности переменных, $0 \leq s \leq t \leq T$, и имеют место тождества.

$$\begin{aligned} \frac{\partial W(t, s) x}{\partial t} &= -W(t, s) A(s) x + W(t, s) A'(s) A^{-1}(s) x - \\ &- 2 \int_s^t W(t, \tau) [A'(\tau) A^{-1}(\tau)]^2 W(\tau, s) x d\tau + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &+ \int_s^t W(t, \tau) A''(\tau) A^{-1}(\tau) W(\tau, s) x d\tau + \\ &+ \int_s^t W(t, \tau) A'(\tau) A^{-1}(\tau) \frac{\partial W(\tau, s) x}{\partial \tau} d\tau, \end{aligned} \quad (2)$$

$$A(t) W(t, s) x = A'(t) A^{-1}(t) W(t, s) x - \frac{\partial W(t, s) x}{\partial t},$$

$$W(t, s) A(s) x = \frac{\partial W(t, s) x}{\partial s} + W(t, s) A'(s) A^{-1}(s) x. \quad (3)$$

Операторная функция $W(t, s)$ удовлетворяет интегральному уравнению:

$$W(t, s) = U(t, s) + \int_s^t U(t, \tau) A'(\tau) A^{-1}(\tau) W(\tau, s) d\tau.$$

4. Для решения задачи (1) имеют место формулы:

$$\begin{aligned} y'(t) &= -A(t) U(t, 0) y_0 + W(t, 0) f(0) - \int_0^t W(t, s) A'(s) A^{-1}(s) f(s) ds + \\ &+ \int_0^t W(t, s) f'(s) ds, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} A(t) v(t) &= A(t) U(t, 0) y_0 + f(t) - W(t, 0) f(0) + \\ &+ \int_0^t W(t, s) A'(s) A^{-1}(s) f(s) ds - \int_0^t W(t, s) f'(s) ds, \end{aligned}$$

5. Существуют следующие конечные максимумы:

$$\begin{aligned} \max_{0 \leq \tau \leq T} \|A'(\tau) A^{-1}(\tau)\| &\leq c_1, \quad \max_{0 \leq \tau \leq T} \|A''(\tau) A^{-1}(\tau)\| \leq c_2, \\ \max_{0 \leq \tau \leq T} \|A'(\tau) A^{-2}(\tau)\| &\leq M. \end{aligned}$$

Действительно, это вытекает из того, что сильная непрерывная дифференцируемость $C(t)$ влечет за собой непрерывность по норме $C(t)$ и $C^{-1}(t)$, если последний существует.

6. Если $\|A'(\tau) A^{-2}(\tau)\| < 1$, то

$$\begin{aligned} \int_0^t W(t, s) f(s) ds &= A^{-1}(t) [I - A'(t) A^{-2}(t)]^{-2} f(t) - \\ &- W(t, 0) A^{-1}(0) [I - A'(0) A^{-2}(0)]^{-1} f(0) + \\ &+ \int_0^t W(t, s) A^{-1}(s) A'(s) A^{-1}(s) [I - A'(s) A^{-2}(s)]^{-1} f(s) ds - \\ &- \int_0^t W(t, s) A^{-1}(s) ([I - A'(s) A^{-2}(s)]^{-1})' f(s) ds - \\ &- \int_0^t W(t, s) A^{-1}(s) [I - A'(s) A^{-2}(s)]^{-1} f(s) ds. \end{aligned} \quad (5)$$

7. Пусть $U_\varepsilon(t, s)$ — функция Като оператора $\frac{1}{\varepsilon} A(t)$, а

$$W_\varepsilon(t, s) = A(t) U_\varepsilon(t, s) A^{-1}(s),$$

тогда имеют место оценки:

$$\|U_\varepsilon(t, s)\| \leq e^{-\frac{t-s}{\varepsilon}\omega}, \quad \|W_\varepsilon(t, s)\| \leq C e^{-\frac{t-s}{\varepsilon}\omega}, \quad C > 0. \quad (6)$$

Имеет место

Теорема 1. При $\varepsilon \leq \frac{1}{M}$ задача (E) и задача $\hat{E}$ имеют и при

этом единственное решение.

Эта теорема является непосредственным следствием теоремы 1 статьи [4]. Действительно, перепишем уравнение из (E) в виде:

$$v''(t) + \frac{1}{\varepsilon} A(t) v'(t) + \frac{1}{\varepsilon} B(t) v(t) = \frac{1}{\varepsilon} f(t).$$

В проверке нуждается лишь условие (29) статьи [4]:

$$\max_{0 < t \leq T} \left\| \frac{1}{\varepsilon} A'(t) \varepsilon^2 A^{-2}(t) \right\| = \varepsilon \max_{0 < t \leq T} \|A'(t) A^{-2}(t)\| \leq \varepsilon M \leq 1.$$

Аналогичное рассуждение применимо и к задаче $\hat{E}$. В [4] доказано также существование и единственность решения задачи $\hat{E}$, а следовательно и задачи $\hat{E}$.

Определение. Будем говорить, что функция $\varphi_\varepsilon(t)$ при $\varepsilon \rightarrow +0$ почти равномерно стремится к нулю на $(0, T]$, если для любого $\eta > 0$ найдутся $a(\eta) \geq 0$, $\varepsilon_0(\eta) \leq \frac{T}{a(\eta)}$ такие, что при $\varepsilon < \varepsilon_0$ выполняется неравенство:

$$\|\varphi_\varepsilon(t)\| < \eta \text{ для всех } t \in [a(\eta)\varepsilon, T].$$

Заметим, что если $\varphi_\varepsilon(t)$ сходится на $(0, T]$ равномерно, то она сходится почти равномерно. Обратное, вообще говоря, неверно.

Если $\varphi_\varepsilon(t)$ сходится на $(0, T]$ почти равномерно, то она сходится равномерно на каждом отрезке $[t_0, T] \subset (0, T]$.

Пример. Функция $\varphi_\varepsilon(t) = e^{-\frac{t\omega}{\varepsilon}}$, $\omega > 0$, почти равномерно стремится при $\varepsilon \rightarrow 0$ на $(0, T]$ к нулю, но не равномерно на $(0, T]$. Действительно,

$$e^{-\frac{t\omega}{\varepsilon}} \leq e^{-a(\eta)\omega} < \eta \text{ на } [a(\eta)\varepsilon, T],$$

$$a(\eta) > -\frac{\ln \eta}{\omega}, \quad \varepsilon_0 = \frac{T}{a(\eta)}.$$

Заметим, что постоянная $a(\eta)$ существенно зависит от η .

Пример. Функция $\varphi_\varepsilon(t) = \frac{1}{\varepsilon} e^{-\frac{t}{\varepsilon}}$ не стремится почти равномерно к нулю на $(0, T]$, хотя стремится к нулю равномерно на каждом замкнутом отрезке $[t_0, T] \subset (0, T]$.

Можно обобщить понятие почти равномерной сходимости, рассматривая отрезки вида $[\theta_\varepsilon(\eta), T]$, $\theta_\varepsilon(\eta) \rightarrow 0$ при $\varepsilon \rightarrow 0$.

Лемма 1. Пусть $C(t)$ — операторная функция, $t \in (0, T]$, причем $\|C(t)\| \leq C$. Тогда, если $\varphi_\varepsilon(t)$ почти равномерно стремится к нулю на $(0, T]$, то $C(t) \varphi_\varepsilon(t)$ также почти равномерно стремится к нулю на $(0, T]$.

Действительно, $\|C(t) \varphi_\varepsilon(t)\| \leq \|C(t)\| \|\varphi_\varepsilon(t)\| \leq C \|\varphi_\varepsilon(t)\|$. Легко видеть, что требование $\|C(t)\| \leq C$ существенно.

Лемма 2. Пусть $f_\varepsilon(t)$ — непрерывно дифференцируемая функция, равномерно стремящаяся при $\varepsilon \rightarrow 0$ на $[0, T]$ к $f(t)$, причем $f'_\varepsilon(t)$ равномерно по ε ограничена на $[0, T]$, тогда функции

$$\frac{1}{\varepsilon} A(t) \int_0^t U_\varepsilon(t, s) f_\varepsilon(s) ds, \quad \frac{1}{\varepsilon} A(t) \int_0^t W_\varepsilon(t, s) f_\varepsilon(s) ds$$

при $\varepsilon \rightarrow 0$ почти равномерно стремятся к $f(t)$ на $(0, T]$.

Эта лемма является некоторым усилением соответствующей леммы из [4], где доказана сходимость при фиксированных $t > 0$ для $f_\varepsilon(t) \equiv f(t)$, причем ход доказательства почти не меняется.

С помощью формулы (4) имеем:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\varepsilon} A(t) \int_0^t U_\varepsilon(t, s) f_\varepsilon(s) ds &= f_\varepsilon(t) - W_\varepsilon(t, 0) f_\varepsilon(0) + \\ &+ \int_0^t W_\varepsilon(t, s) A'(s) A^{-1}(s) f_\varepsilon(s) ds - \int_0^t W_\varepsilon(t, s) f'_\varepsilon(s) ds. \end{aligned}$$

На основании оценки (6) и учитывая, что $\int_0^t e^{-\frac{t-s}{\varepsilon}\omega} ds = \frac{\varepsilon}{\omega} [1 - e^{-\frac{t}{\varepsilon}\omega}] <$

$< \frac{\varepsilon}{\omega}$, получим:

$$\begin{aligned} \left\| \frac{1}{\varepsilon} A(t) \int_0^t U_\varepsilon(t, s) f_\varepsilon(s) ds - f(t) \right\| &\leq C e^{-\frac{t\omega}{\varepsilon}} \|f_\varepsilon(0)\| + \\ &+ \frac{\varepsilon C}{\omega} \max \|A'(s) A^{-1}(s)\| \max \|f_\varepsilon(s)\| + \frac{\varepsilon C}{\omega} \max \|f'_\varepsilon(s)\| + \\ &+ \|f_\varepsilon(t) - f(t)\|, \end{aligned}$$

где тах берутся по $[0, T]$.

Первое слагаемое стремится к нулю почти равномерно на $(0, T]$, а остальные равномерно. Следовательно, для первой функции утверждение доказано.

На основании (2) имеем:

$$\begin{aligned} \varepsilon \frac{\partial W_\varepsilon(t, s)}{\partial t} A^{-1}(s) &= -W_\varepsilon(t, s) + W_\varepsilon(t, s) A'(s) A^{-1}(s) - \\ &- 2\varepsilon \int_s^t W_\varepsilon(t, \tau) [A'(\tau) A^{-1}(\tau)]^2 W_\varepsilon(\tau, s) A^{-1}(s) d\tau + \\ &+ \varepsilon \int_s^t W_\varepsilon(t, \tau) A'(\tau) A^{-1}(\tau) W_\varepsilon(\tau, s) A^{-1}(s) d\tau + \\ &+ \int_s^t W_\varepsilon(t, \tau) A'(\tau) A^{-1}(\tau) \varepsilon \frac{\partial W_\varepsilon(\tau, s)}{\partial \tau} A^{-1}(s) d\tau. \end{aligned}$$

С помощью оценки (6) и теоремы об интегральных неравенствах получим:

$$\varepsilon \left\| \frac{\partial W_\varepsilon}{\partial t} A^{-1}(s) \right\| \leq C e^{-\frac{t-s}{\varepsilon}\omega}.$$

Учитывая тождество:

$$A(t) W_\varepsilon(t, s) A^{-1}(s) = \varepsilon A'(t) A^{-1}(t) W_\varepsilon(t, s) A^{-1}(s) - \varepsilon \frac{\partial W_\varepsilon(t, s)}{\partial t} A^{-1}(s),$$

вытекающее из (3), после преобразований получим:

$$\|A(t) W_\varepsilon(t, s) A^{-1}(s)\| \leq C e^{-\frac{t-s}{\varepsilon} \omega} \quad (7)$$

При $\varepsilon \leq M^{-1}$ оператор $I - \varepsilon A'(t) A^{-2}(t)$ имеет ограниченный обратный.

Применяя (5), получим:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\varepsilon} A(t) \int_0^t W_\varepsilon(t, s) f_\varepsilon(s) ds &= [I - \varepsilon A'(t) A^{-2}(t)]^{-1} f_\varepsilon(t) - \\ &- A(t) W_\varepsilon(t, 0) A^{-1}(0) [I - \varepsilon A'(t) A^{-2}(0)]^{-1} f_\varepsilon(0) + \\ &+ \int_0^t A(t) W_\varepsilon(t, s) A^{-1}(s) A'(s) A^{-1}(s) [I - \varepsilon A'(s) A^{-2}(s)]^{-1} f_\varepsilon(s) ds - \\ &- \int_0^t A(t) W_\varepsilon(t, s) A^{-1}(s) ([I - \varepsilon A'(s) A^{-2}(s)]^{-1})' f_\varepsilon(s) ds - \\ &- \int_0^t A(t) W_\varepsilon(t, s) A^{-1}(s) [I - \varepsilon A'(s) A^{-2}(s)]^{-1} f'_\varepsilon(s) ds. \end{aligned} \quad (8)$$

Из оценки $\max_{0 \leq t \leq T} \|A'(t) A^{-2}(t)\| < M$ вытекает, что существует постоянная C , не зависящая от ε , такая, что

$$\begin{aligned} \| [I - \varepsilon A'(t) A^{-2}(t)]^{-1} \| &\leq C, \\ \| ([I - \varepsilon A'(t) A^{-2}(t)]^{-1})' \| &\leq C \varepsilon. \end{aligned}$$

Учитывая, что

$$[I - \varepsilon A'(t) A^{-2}(t)]^{-1} = I + \varepsilon A'(t) A^{-2}(t) [I - \varepsilon A'(t) A^{-2}(t)]^{-1},$$

из (7) и (8) имеем:

$$\begin{aligned} \left\| \frac{1}{\varepsilon} A(t) \int_0^t W_\varepsilon(t, s) f_\varepsilon(s) ds - f(t) \right\| &\leq \varepsilon C M + C^2 e^{-\frac{t_0}{\varepsilon}} \|f_\varepsilon(0)\| + \\ &+ \frac{\varepsilon C^2}{\omega} \max \|A'(s) A^{-1}(s)\| \max \|f_\varepsilon(s)\| + \frac{\varepsilon^2 C^2}{\omega} \max \|f_\varepsilon(s)\| + \\ &+ \frac{\varepsilon C^2}{\omega} \max \|f'_\varepsilon(s)\| + \|f_\varepsilon(t) - f(t)\|, \end{aligned}$$

где max берутся по $[0, T]$.

Второе слагаемое стремится к нулю почти равномерно на $(0, T]$, а остальные — равномерно на $[0, T]$, что и доказывает второе утверждение. Таким образом, лемма доказана полностью.

Заметим, что утверждение леммы останется в силе, если интегралы брать от τ до t , $\tau \leq t$.

Теорема 2. $v_\varepsilon(t)$ стремится к $\bar{v}'(t)$ почти равномерно на $(0, T]$.

В [4] для решения задачи $v''(t) + a(t) v'(t) + b(t) v(t) = \varphi(t)$, $v(0) = v_0$, $v'(0) = v_1$, с помощью замены $\tilde{x}(t) = a(t) v(t)$ строится

интегральное уравнение:

$$\begin{aligned} \tilde{x}(t) &= [I + \int_0^t W(t, \tau) a'(\tau) a^{-1}(\tau) d\tau] a(0) v_0 + \\ &+ [I - W(t, 0) + \int_0^t W(t, \tau) a'(\tau) a^{-1}(\tau) d\tau] v_1 + \\ &+ \int_0^t [I - W(t, \tau) + \int_\tau^t W(t, s) a'(s) a^{-1}(s) ds] \varphi(\tau) d\tau + \\ &+ \int_0^t [I - W(t, \tau) + \int_\tau^t W(t, s) a'(s) a^{-1}(s) ds] [a'(\tau) - b(\tau)] a^{-1}(\tau) \tilde{x}(\tau) d\tau \end{aligned}$$

Если уравнение из (E) привести к этому виду, то получим:

$$a(t) = \frac{1}{\varepsilon} A(t), \quad b(t) = \frac{1}{\varepsilon} B(t), \quad \varphi(t) = \frac{1}{\varepsilon} f(t),$$

$$a^{-1}(t) = \varepsilon A^{-1}(t), \quad \tilde{x}(t) = \frac{1}{\varepsilon} A(t) v_\varepsilon(t), \quad W(t, \tau) = W_\varepsilon(t, \tau).$$

Для $x_\varepsilon(t) = A(t) v_\varepsilon(t)$, то есть для $\tilde{x}(t) = \frac{1}{\varepsilon} x_\varepsilon(t)$ получим следующее интегральное уравнение:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\varepsilon} x_\varepsilon(t) &= [I + \int_0^t W_\varepsilon(t, \tau) A'(\tau) A^{-1}(\tau) d\tau] \frac{1}{\varepsilon} A(0) v_0 + \\ &+ [I - W_\varepsilon(t, 0) + \int_0^t W_\varepsilon(t, \tau) A'(\tau) A^{-1}(\tau) d\tau] v_1 + \\ &+ \int_0^t [I - W_\varepsilon(t, \tau) + \int_\tau^t W_\varepsilon(t, s) A'(s) A^{-1}(s) ds] \frac{f(\tau)}{\varepsilon} d\tau + \\ &+ \int_0^t [I - W_\varepsilon(t, \tau) + \int_\tau^t W_\varepsilon(t, s) A'(s) A^{-1}(s) ds] \left[\frac{1}{\varepsilon} A'(\tau) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{\varepsilon} B(\tau) \right] A^{-1}(\tau) x_\varepsilon(\tau) d\tau. \end{aligned}$$

Окончательно,

$$\begin{aligned} x_\varepsilon(t) &= [I + \int_0^t W_\varepsilon(t, \tau) A'(\tau) A^{-1}(\tau) d\tau] A(0) v_0 + \\ &+ \varepsilon [I - W_\varepsilon(t, 0) + \int_0^t W_\varepsilon(t, \tau) A'(\tau) A^{-1}(\tau) d\tau] v_1 + \\ &+ \int_0^t [I - W_\varepsilon(t, \tau) + \int_\tau^t W_\varepsilon(t, s) A'(s) A^{-1}(s) ds] f(\tau) d\tau + \\ &+ \int_0^t [I - W_\varepsilon(t, \tau) + \int_\tau^t W_\varepsilon(t, s) A'(s) A^{-1}(s) ds] [A'(\tau) - \\ &\quad - B(\tau)] A^{-1}(\tau) x(\tau) d\tau. \end{aligned} \quad (9)$$

Из теоремы 2 [4] легко вытекает, что при любом $\varepsilon \leq \frac{1}{M}$ урав-

нение (9) имеет единственное непрерывное решение на $[0, T]$, равномерно ограниченное по $\varepsilon \in \left(0, \frac{1}{M}\right]$. В [4] доказано, что $x_\varepsilon(t)$ при $\varepsilon \rightarrow 0$ равномерно относительно $t \in [0, T]$ стремится к некоторому пределу $\bar{x}(t)$, удовлетворяющему интегральному уравнению:

$$\bar{x}(t) = A(0) v_0 + \int_0^t [A'(\tau) A^{-1}(\tau) \bar{x}(\tau) + f(\tau) - B(\tau) A^{-1}(\tau) \bar{x}(\tau)] d\tau. \quad (10)$$

Тогда $v_\varepsilon(t) = A^{-1}(t) x_\varepsilon(t)$ равномерно стремится к функции $\bar{v}(t) = A^{-1}(t) \bar{x}(t)$, являющейся решением вырожденной задачи. Из (9) вытекает равенство:

$$\begin{aligned} v'_\varepsilon(t) = & -\frac{1}{\varepsilon} \int_0^t W_\varepsilon(t, \tau) A'(\tau) A^{-1}(\tau) d\tau A(0) v_0 + W_\varepsilon(t, 0) v_1 - \\ & - \int_0^t W_\varepsilon(t, \tau) A'(\tau) d\tau v_1 + \frac{1}{\varepsilon} \int_0^t W_\varepsilon(t, \tau) [A'(\tau) A^{-1}(\tau) x_\varepsilon(\tau) + \\ & + f(\tau) - B(\tau) A^{-1}(\tau) x_\varepsilon(\tau)] d\tau - \\ & - \frac{1}{\varepsilon} \int_0^t \left[\int_\tau^t W_\varepsilon(t, s) A'(s) A^{-1}(s) ds \right] \cdot \{A'(\tau) A^{-1}(\tau) x_\varepsilon(\tau) + \\ & + f(\tau) - B(\tau) A^{-1}(\tau) x_\varepsilon(\tau)\} d\tau. \end{aligned}$$

Из этого выражения видим, что $v'_\varepsilon(t)$ равномерно ограничены. Более того, как показано в [4], $x_\varepsilon(t) = A(t) v'_\varepsilon(t)$ также равномерно ограничены на $[0, T]$. Из (10) получаем

$$\begin{aligned} \bar{v}'(t) = & -A'(t) A^{-1}(t) A(0) v_0 + A^{-1}(t) [A'(t) A^{-1}(t) \bar{x}(t) + \\ & + f(t) - B(t) A^{-1}(t) \bar{x}(t)] - A^{-1}(t) A'(t) A^{-1}(t) \int_0^t [A'(\tau) A^{-1}(\tau) \bar{x}(\tau) + \\ & + f(\tau) - B(\tau) A^{-1}(\tau) \bar{x}(\tau)] d\tau. \end{aligned}$$

Покажем, что $v'_\varepsilon(t)$ почти равномерно на $(0, T]$ сходится к $\bar{v}'(t)$. Действительно, на основании лемм 2 и 1 имеем:

$$\begin{aligned} 1. \frac{1}{\varepsilon} \int_0^t W_\varepsilon(t, \tau) A'(\tau) A^{-1}(\tau) d\tau A(0) v_0 = \\ = A^{-1}(t) \frac{A(t)}{\varepsilon} \int_0^t W_\varepsilon(t, \tau) A'(\tau) A^{-1}(\tau) A(0) v_0 d\tau \rightarrow \\ \rightarrow A^{-1}(t) A'(t) A^{-1}(t) A(0) v_0 \text{ почти равномерно на } (0, T]. \\ 2. \|W_\varepsilon(t, 0) v_1\| \leq C e^{-\frac{t}{\varepsilon} \omega} \|v_1\| \rightarrow 0 \text{ почти равномерно на } (0, T]. \\ 3. \left\| \int_0^t W_\varepsilon(t, \tau) A'(\tau) A^{-1}(0) A(0) v_1 d\tau \right\| \leq \\ \leq \max_{0 \leq \tau \leq T} \|A'(\tau) A^{-1}(0)\| \|A(0) v_1\|. \end{aligned}$$

$$\int_0^t C e^{-\frac{t-\tau}{\varepsilon} \omega} d\tau \leq \max_{0 \leq \tau \leq T} \|A'(\tau) A^{-1}(0)\| \|A(0) v_1\| \frac{\varepsilon}{\omega} \rightarrow 0 \text{ равномерно на } [0, T].$$

Так как $x_\varepsilon(t)$ стремится к $\bar{x}(t)$ равномерно на $[0, T]$, то

$$\begin{aligned} 4. \frac{1}{\varepsilon} \int_0^t W_\varepsilon(t, \tau) [A'(\tau) A^{-1}(\tau) x_\varepsilon(\tau) + f(\tau) - B(\tau) A^{-1}(\tau) x_\varepsilon(\tau)] d\tau \rightarrow \\ \rightarrow A^{-1}(t) [A'(t) A^{-1}(t) \bar{x}(t) + f(t) - B(t) A^{-1}(t) \bar{x}(t)] \text{ почти равномерно на } [0, T]. \end{aligned}$$

$$5. \text{ Аналогично последний интеграл почти равномерно стремится к } \int_0^t A^{-1}(t) A'(t) A^{-1}(t) [A'(\tau) A^{-1}(\tau) \bar{x}(\tau) + f(\tau) - B(\tau) A^{-1}(\tau) \bar{x}(\tau)] d\tau.$$

Таким образом, утверждение теоремы доказано.

Определение. Будем говорить, что функция $\varphi_\varepsilon(t)$ почти равномерно стремится к нулю вблизи нуля при $\varepsilon \rightarrow +0$, если для любого $a > 0$ имеем:

$$\max_{0 < t < a\varepsilon} \|\varphi_\varepsilon(t)\| \rightarrow 0 \text{ при } \varepsilon \rightarrow +0.$$

Теорема 3. Пусть $\varphi_\varepsilon(t)$ при $\varepsilon \rightarrow +0$ стремится к нулю почти равномерно вблизи нуля и почти равномерно на $(0, T]$. Тогда $\varphi_\varepsilon(t)$ стремится к нулю на $[0, T]$ равномерно.

Действительно, пусть $\eta > 0$ произвольное. На основании почти равномерной сходимости на $(0, T]$ найдутся числа $a(\eta)$ и $\varepsilon_0(\eta)$ такие, что $\|\varphi_\varepsilon(t)\| < \eta$ на $[a(\eta)\varepsilon, T]$. Ввиду почти равномерной сходимости вблизи нуля

$$\max_{0 < t < a\varepsilon} \|\varphi_\varepsilon(t)\| \rightarrow 0.$$

Следовательно, найдется $\varepsilon_1(\eta)$ такой, что

$\|\varphi_\varepsilon(t)\| < \eta$ при $\varepsilon < \varepsilon_1$, $0 \leq t \leq a(\eta)\varepsilon$. Таким образом, при $\varepsilon < \min\{\varepsilon_0, \varepsilon_1\}$ имеем $\|\varphi_\varepsilon(t)\| < \eta$ на всем отрезке $[0, T]$, что и доказывает теорему.

Из вида замороженной задачи $(\hat{E})$ естественно ожидать, что при малых t производные $\hat{v}'_\varepsilon(t)$ и $\hat{v}'_\varepsilon(t)$ близки друг к другу. Однако простейшие примеры показывают, что нельзя указать фиксированный отрезок $[0, t_0]$, на котором разность $\hat{v}'_\varepsilon(t) - \hat{v}'_\varepsilon(t)$ стремилась бы к нулю равномерно.

Однако это удастся показать для случая переменного отрезка, у которого правый конец стремится к нулю. Точнее, имеет место.

Теорема 4. Разность $\hat{v}'_\varepsilon(t) - \hat{v}'_\varepsilon(t)$ при $\varepsilon \rightarrow 0$ почти равномерно стремится к нулю вблизи нуля.

Введем обозначения: $\hat{v}'_\varepsilon(t) = y(t)$, $\hat{v}'_\varepsilon(t) = \hat{y}(t)$. Эти функции являются, соответственно, решением следующих задач:

$$\varepsilon y'(t) + A(t) y(t) = \Phi_\varepsilon(t), \quad y(0) = v_1,$$

$$\varepsilon \hat{y}'(t) + A(0) \hat{y}(t) = \Phi_\varepsilon(0), \quad \hat{y}(0) = v_1,$$

где $\Phi_\varepsilon(t) = f(t) - B(t) v_\varepsilon(t)$, $\Phi_\varepsilon(0) = f(0) - A(0) v_0$. Заметим, что $\Phi_\varepsilon(0)$ от ε не зависит.

Вычитая из первого уравнения второе, получим

$$\varepsilon(y'(t) - \hat{y}'(t)) + A(t)y(t) - A(0)\hat{y}(t) = \Phi_\varepsilon(t) - \Phi_\varepsilon(0)$$

или

$$\varepsilon(y'(t) - \dot{y}(t)) + A(t)(y(t) - \dot{y}(t)) + A(t)\dot{y}(t) - A(0)\dot{y}(t) = \Phi_\varepsilon(t) - \Phi_\varepsilon(0).$$

Введем функцию $z(t) = y(t) - \dot{y}(t)$. Она является решением задачи:
 $\varepsilon z'(t) + A(t)z(t) = F_\varepsilon(t), \quad z(0) = 0,$

где $F_\varepsilon(t) = \Phi_\varepsilon(t) - \Phi_\varepsilon(0) - [A(t) - A(0)]\dot{y}(t)$.

Следовательно,

$$z_\varepsilon(t) = \int_0^t U_\varepsilon(t, s) \frac{1}{\varepsilon} F_\varepsilon(s) ds.$$

Оценивая на отрезке $[0, a\varepsilon]$, получим:

$$\begin{aligned} \|z_\varepsilon(t)\| &\leq \frac{1}{\varepsilon} \int_0^t \|U_\varepsilon(t, s)\| \|F_\varepsilon(s)\| ds \leq \frac{1}{\varepsilon} \max_{0 \leq s \leq a\varepsilon} \|F_\varepsilon(s)\| \int_0^t e^{-\frac{t-s}{\varepsilon}} ds = \\ &= \frac{1}{\varepsilon} \max_{0 \leq s \leq a\varepsilon} \|F_\varepsilon(s)\| \frac{\varepsilon}{\omega} \left[1 - e^{-\frac{t}{\varepsilon}\omega}\right] \leq \frac{1}{\omega} \max_{0 \leq s \leq a\varepsilon} \|F_\varepsilon(s)\|. \end{aligned}$$

Оценим теперь $F_\varepsilon(s)$. Имеем

$$\begin{aligned} \| [A(t) - A(0)]\dot{y}(t) \| &= \| [A(t) - A(0)] A^{-1}(t) A(t)\dot{y}(t) \| \leq \\ &\leq \| [I - A(0)A^{-1}(t)] A(t)\dot{y}(t) \| \leq \\ &\leq \| I - A(0)A^{-1}(t) \| \| A(t)\dot{y}(t) \| \leq C \| I - A(0)A^{-1}(t) \|. \end{aligned}$$

Так как $A(0)A^{-1}(t)$ непрерывна по норме, то

$$\max_{0 \leq t \leq a\varepsilon} \| I - A(0)A^{-1}(t) \| \rightarrow 0 \text{ при } \varepsilon \rightarrow 0.$$

Далее

$$\begin{aligned} \|\Phi_\varepsilon(t) - \Phi_\varepsilon(0)\| &= \|f(t) - f(0) + B(t)v_\varepsilon(t) - B(0)v_0\| \leq \\ &\leq \|f(t) - f(0)\| + \|B(t)v_\varepsilon(t) - B(0)v_0\| \leq \\ &\leq \|f(t) - f(0)\| + \| [B(t) - B(0)]v_\varepsilon(t) \| + \|B(0)[v_\varepsilon(t) - v_0]\| = \\ &= \|f(t) - f(0)\| + \| [B(t) - B(0)]A^{-1}(0)A(0)A^{-1}(t)A(t)v_\varepsilon(t) \| + \\ &+ \|B(0)A^{-1}(0)A(0)[v_\varepsilon(t) - v_0]\| \leq \|f(t) - f(0)\| + \\ &+ \|B(t)A^{-1}(0) - B(0)A^{-1}(0)\| \|A(0)A^{-1}(t)\| \|A(t)v_\varepsilon(t)\| + \\ &+ \|B(0)A^{-1}(0)\| \|A(0)v_\varepsilon(t) - A(0)v_0\|. \end{aligned}$$

Отсюда видим, что

$$\max_{0 \leq s \leq a\varepsilon} \|\Phi_\varepsilon(s) - \Phi_\varepsilon(0)\| \rightarrow 0.$$

Таким образом,

$$\max_{0 \leq s \leq a\varepsilon} \|F_\varepsilon(s)\| \rightarrow 0 \text{ при } \varepsilon \rightarrow 0.$$

Таким образом, $z_\varepsilon(t)$ вблизи нуля почти равномерно стремится к нулю при $\varepsilon \rightarrow 0$. Этим теорема полностью доказана.

Теорема 5. Функция

$$\psi_\varepsilon(t) = \bar{v}'(t) + \dot{v}_\varepsilon(t) - \dot{\bar{v}}'(t)$$

аппроксимирует производную $v'_\varepsilon(t)$ решения задачи (E) равномерно на $[0, T]$.

На основании теоремы 3 достаточно показать:

1. $\dot{v}_\varepsilon(t) - \psi_\varepsilon(t)$ почти равномерно на $(0, T]$ стремится к нулю.
2. $\dot{v}_\varepsilon(t) - \psi_\varepsilon(t)$ почти равномерно стремится к нулю вблизи нуля.

Для доказательства первого утверждения представим изучаемую разность в виде:

$$\dot{v}_\varepsilon(t) - \psi_\varepsilon(t) = [\dot{v}_\varepsilon(t) - \bar{v}'(t)] - [\dot{v}_\varepsilon(t) - \dot{\bar{v}}'(t)].$$

На основании теоремы 2 первое и второе слагаемое стремятся к нулю почти равномерно на $(0, T]$. Следовательно, их сумма также стремится к нулю почти равномерно на $(0, T]$.

Для доказательства второго утверждения представим изучаемую разность в виде:

$$\dot{v}_\varepsilon(t) - \psi_\varepsilon(t) = [\dot{v}_\varepsilon(t) - \dot{\bar{v}}'(t)] - [\bar{v}'(t) - \dot{\bar{v}}'(t)].$$

На основании теоремы 4 первое и второе слагаемые стремятся к нулю почти равномерно вблизи нуля. Следовательно, их сумма также стремится к нулю почти равномерно вблизи нуля. Таким образом, теорема доказана полностью.

Легко видеть, что функция

$$\Phi_\varepsilon(t) = \bar{v}(t) + \dot{v}_\varepsilon(t) - \dot{\bar{v}}(t)$$

равномерно аппроксимирует решение $v_\varepsilon(t)$ на отрезке $[0, T]$. Замечая, что $\psi(t) = \Phi'_\varepsilon(t)$, мы можем сформулировать следующую теорему:

Теорема 6. Функция

$$\Phi_\varepsilon(t) = \bar{v}(t) + \dot{v}_\varepsilon(t) - \dot{\bar{v}}(t)$$

аппроксимирует решение $v_\varepsilon(t)$ задачи (E) по метрике пространства C^1 , то есть

$$\max_{0 \leq t \leq T} \|v_\varepsilon(t) - \Phi_\varepsilon(t)\| + \max_{0 \leq t \leq T} \|\dot{v}_\varepsilon(t) - \Phi'_\varepsilon(t)\| \rightarrow 0$$

при $\varepsilon \rightarrow 0$.

З а м е ч а н и е. Решение вырожденной задачи ($\bar{E}$) сводится к нахождению решения уравнения первого порядка с ограниченным оператором, а остальные члены, входящие в $\psi_\varepsilon(t)$, выписываются явно:

$$\dot{\bar{v}}'_\varepsilon(t) = e^{-\frac{A(0)}{\varepsilon}t} \{v_1 - A^{-1}(0)[f(0) - B(0)v_0]\} + A^{-1}(0)[f(0) - B(0)v_0],$$

$$\dot{\bar{v}}'(t) = A^{-1}(0)[f(0) - B(0)v_0].$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Като Т. Math. J. Soc. Japan, 1953, № 5.
2. Красносельский М. А., Крейн С. Г., Соболевский П. Е. „ДАН СССР“, III, 1961, № 1.
3. Соболевский П. Е. Тр. Московского матем. общества, № 10, 1961.
4. Соболевский П. Е. „Уч. зап. АГУ им. „С. М. Кирова, серия физ.-мат. и хим. наук“, 1962, № 3.
5. Васильева А. Б. Вестник МГУ, 1954, № 6.

Б. Н. Панајоти

Банах фэзасында кичик параметри олан икинчи тэртиб дифференциал тэнлик үчүн гојулмуш Коши масэлэси һэллинин терэмэсинин мүнтэзэм јахынлашмасы һаггында

ХҮЛАСӘ

Мәгаләдә Банах фэзасында (E) Коши масэлэси тәдгиг олунур. [4] мәгаләсинин нәтичәләриндән истифадә едиләрәк, һэллин терэмэсинин тәбиәти өјрәнилир. Мәлүмдур ки, әкәр $v(t)$ чырлашмыш ($\bar{E}$)

мәсәләсинин һәллидирсә, үмумијјәтлә десәк, $\varphi_\varepsilon(t)$ функцијасы $\varepsilon \rightarrow 0$ шәртиндә $\bar{\varphi}'(t)$ -јә $[0, T]$ -дә мүнәзәм јығылмыр.

Әкәр $\bar{\varphi}_\varepsilon(t)$ илә $(\bar{E})$ мәсәләсинин, $\bar{\varphi}(t)$ илә $(\bar{\varphi})$ мәсәләсинин һәллини ишарә етсәк, мәғаләдә

$$\psi_\varepsilon(t) = \bar{\varphi}'(t) + \bar{\varphi}'(t) - \bar{\varphi}'(t).$$

функцијасы гурулур вә көстәрилир ки, $\psi_\varepsilon(t) - \bar{\varphi}'_\varepsilon(t)$ функцијасы $[0, T]$ дә $\varepsilon \rightarrow 0$ шәртиндә сыфра мүнәзәм јығылур.

К. А. КЕРИМОВ

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ УДАРЕ

В [1] на основе теории распространения упруго-пластических волн при продольных ударных нагрузках приведены различные методы определения динамической зависимости „напряжение-деформация“, разработанные советскими и зарубежными исследователями.

Все эти методы, за исключением метода непосредственного определения динамических диаграмм, основаны на построении динамических диаграмм $\sigma(\varepsilon)$ путем обработки экспериментальных данных по распределению остаточных деформаций после удара.

В [1] также указана возможность применения теории поперечного удара динамической диаграммы растяжения материалов.

В работе [2] был дан метод получения динамических диаграмм для различных материалов при поперечном ударе в случае, когда кривая „напряжение-деформация“ искривлена от оси деформации. Однако теория и метод построения кривой „натяжение-деформация“ для случая, когда она имеет точку перегиба, до настоящего времени еще не разработаны.

Продолжая предыдущие исследования, в [3] автором был предложен метод получения зависимости $\sigma(\varepsilon)$ с точкой перегиба динамических экспериментов при поперечном ударе. В данной работе приводятся некоторые результаты экспериментальных исследований, полученных на пневматическом копре для разных сортов промышленной резины и поливинила по методу поперечного удара. Сущность метода состоит в регистрации скоростной киносъемкой поперечного удара по шнуру из исследуемого материала. Из кадров киноплёнки определяется скорость удара v и угол наклона γ . Таким образом, получается экспериментальная зависимость $v = v(\gamma)$, которая вполне достаточна для получения динамической зависимости $\sigma(\varepsilon)$. Фактически эта зависимость получается при использовании точных интегралов уравнения движения.

Преимущество данного метода, по сравнению с другими, состоит в получении из чисто кинематической картины динамических характеристик. Кроме того, этот метод позволяет получить диаграмму вплоть до динамического разрушения.

Обработка полученных экспериментальных результатов также показала пределы применимости закона упруго-пластического деформирования для исследуемого материала.

Пусть тело, имеющее скорость v_0 , мгновенно соприкасается с прямолинейной гибкой нитью под прямым углом. Рассмотрим картину происходящего при этом движения нити. На рис. 1 показаны изменения толщины и поперечного сечения нити и соответствующая волновая схема плоскости (x, t) , а также вид кривой „натяжение-деформация“, имеющей точку перегиба.

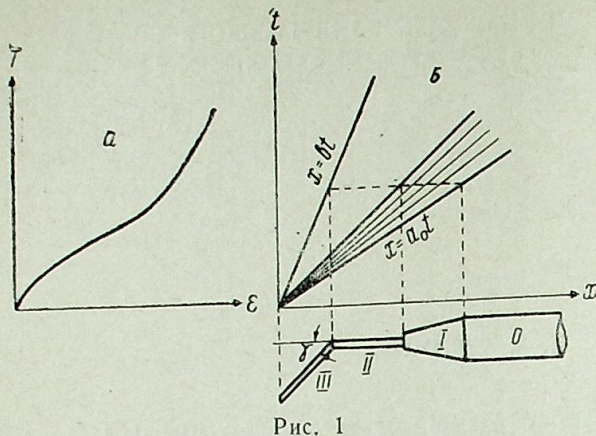


Рис. 1

В областях I, II и III рис. 1 все параметры нити обозначаются индексами 1, 2, 3 соответственно. Область (0) соответствует невозмущенной части нити. Обозначим через v_i , ε_i , T_i скорость, деформацию и натяжение i -той области, соответственно. Через b и c обозначим скорости распространения поперечной и продольной волн сильного разрыва.

В области I, где имеют место волны Римана, скорость удара, которая производит пластическую деформацию ε , определяется соотношением:

$$v_1 = \int_0^{\varepsilon_1} \sqrt{\frac{1}{\rho} \frac{dT}{d\varepsilon}} d\varepsilon. \quad (1, 1)$$

Очевидно, что пластическая деформация увеличивается с увеличением скорости удара. Далее, написав для каждой из указанных областей динамические и кинематические условия совместности, получим: на продольном сильном разрыве, т. е. на границе области (I) и (II), закон сохранения массы и уравнение количества движения:

$$(c + v_1)(1 + \varepsilon_2) = (c + v_2)(1 + \varepsilon_1); \quad (1, 2)$$

$$\rho(c + v_1)(v_2 - v_1) = (T_2 - T_1)(1 + \varepsilon_1). \quad (1, 3)$$

В окрестности точки излома согласно [1] имеем:

$$T_2(1 + \varepsilon_2) = \varphi(\gamma). \quad (1, 4)$$

Кроме того, зависимость $T_i = T_i(\varepsilon_i)$, которая является решением дифференциального уравнения вида $f(\gamma) \left(\frac{d\varepsilon}{d\gamma}\right)^2 - (1 + \varepsilon) \frac{df}{d\gamma} \frac{d\varepsilon}{d\gamma} + \rho^0(1 + \varepsilon)^2 \left(\frac{d\varphi}{d\gamma}\right)^2 = 0$, до точки перегиба считаем известной [2], $v_0(\gamma)$ определяется из эксперимента.

Учитывая также соотношение из [4]

$$\frac{T_2 - T_1}{\varepsilon_2 - \varepsilon_1} = \left(\frac{dT}{d\varepsilon}\right)_{\varepsilon=\varepsilon_1} = \Psi(\varepsilon_1),$$

поставленная задача математически сводится к решению системы нелинейных уравнений вида:

$$\left\{ \begin{aligned} [T_1 + \Psi(\varepsilon_1)(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)](1 + \varepsilon_2) &= \varphi(\gamma) \\ U_2(\gamma) - U_1(\varepsilon_1) &= \sqrt{\frac{\Psi(\varepsilon_1)}{\rho}}(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \end{aligned} \right\} \quad (1, 5)$$

относительно ε_1 и ε_2 . Затем из (1,4) можно будет определить T_2 как функцию γ . Итак, получаем параметрическое уравнение кривой $T(\varepsilon)$.

Определение зависимости $v_0 = v_0(\gamma)$

Испытания проводились над резиновым шнуром диаметром 5 мм и поливиниловой нитью диаметром 1 мм. Для проведения эксперимента исследуемый образец нити длиной 3,5 м закрепляется перед стволом установки в вертикальном положении. Длина образца подобрана так, чтобы продольная волна за время эксперимента не успела отразиться от места закрепления и, взаимодействуя с волной сильного разрыва, повлиять на величину угла γ .

Удар по образцу нити производился бойком длиной 150 мм, весом 138 г с плоским наконечником. Регистрация движения нити осуществлялась скоростной кинокамерой СКС-1. Для питания электромагнитного клапана установки используется селеновый выпрямитель. Начало съемки и выстрел синхронизируются с помощью реле времени.

Скорость бояка вычисляется по формуле $v = \frac{ks}{n}$, где s — путь, прой-

денный снарядом, определяется γ° по шкале на фотоснимке;

n — число кадров, соответствующее пройденному пути;

k — число кадров, прошедшее за 1 сек, отсчитывается по фотопленке.

Эксперименты над испытуемой нитью были проведены в диапазоне скоростей от 2 до 170 м/сек. Для получения малых скоростей полета бояка баллон ствола изолировался от ствола заглушками. На снимках картины движения образца нити измеряются значения угла излома γ для каждой скорости удара. На основании обработки этих данных получена экспериментальная зависимость скорости удара бояка v_0 от угла излома γ нити $v_0 = v_0(\gamma)$, график которой показан на рис. 2.

Здесь кривая I соответствует образцу поливиниловой нити, а кривая II — резиновому шнуру диаметром 5 мм.

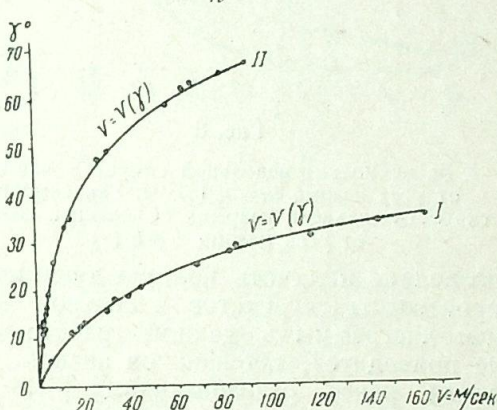


Рис. 2

1. Зависимость $v=v(\gamma)$ для поливинила $d=1$ мм. II. Зависимость $v=v(\gamma)$ для резины $d=5$ мм.

Определение продольной и поперечной скоростей

Из теории [1] для случая поперечного нормального удара по нити получены следующие системы уравнений:

$$b = (b + v) \cos \gamma, \quad (3, 1)$$

$$v_0 = b \tan \gamma, \quad (3, 2)$$

$$v = \int_0^{\varepsilon} a(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (3, 3)$$

где v_0 — скорость бояка, v — продольная скорость частицы и

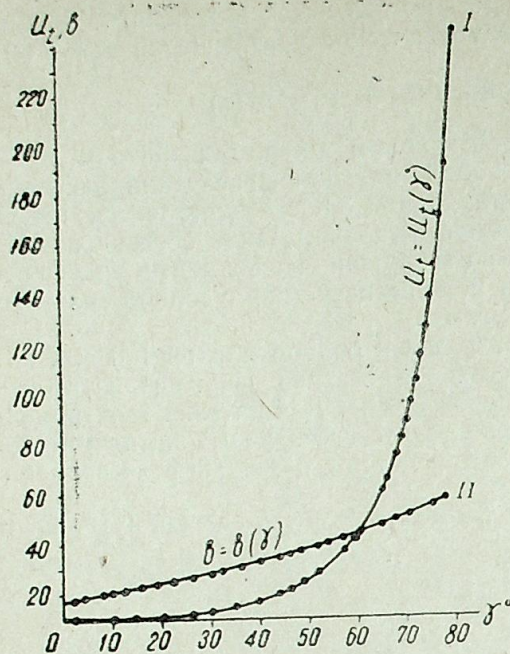


Рис. 3

I. Зависимость продольной скорости частиц от угла излома $u_t = u_t(\gamma)$. II. Зависимость скорости сильного разрыва поперечной волны от угла излома $b = b(\gamma)$

позволяет получить полную динамическую диаграмму $T(\epsilon)$. Метод производства расчетов и построения диаграммы в данной работе не приводится, так как он аналогичен ранее разработанному [3]. Здесь приводим окончательную динамическую диаграмму для резинового шнура той же марки диаметром 5 мм, показанную на рис. 4.

На рисунке приведена также и статическая кривая нагружения. Анализ приведенных динамической и статической кривых показывает, как и в предыдущем случае [3], что динамическая кривая нагружения подобна статической, причем динамическая кривая лежит выше статической. На начальном участке при деформациях примерно до 0,03 динамическая кривая проходит выше статической почти в два раза; далее это отношение остается в пределах 1,5 — 2.

Натяжение, соответствующее динамическому разрушению, более чем в два раза превышает натяжение при статическом разрушении. Для исследованной резины динамический предел прочности равен 36 кг, а статический — 13 — 14 кг.

b — скорость распространения волн сильного разрыва (точки излома).

Решая (3, 1) и (3, 2) относительно b и v как функции параметра угла излома γ , будем иметь:

$$b = v_0(\gamma) \operatorname{ctg} \gamma, \quad (3, 4)$$

$$v = v_0(\gamma) \operatorname{tg} \frac{\gamma}{2}. \quad (3, 5)$$

Задаваясь значением $v_0(\gamma)$, определенным из предыдущего параграфа, производим вычисления по формулам (3, 4) и (3, 5), результаты которых, представлены в виде кривых (рис. 3).

Построение динамической диаграммы $T(\epsilon)$

Аппроксимированная зависимость $v_0 = v_0(\gamma)$, полученная в результате обработки экспериментальных данных,

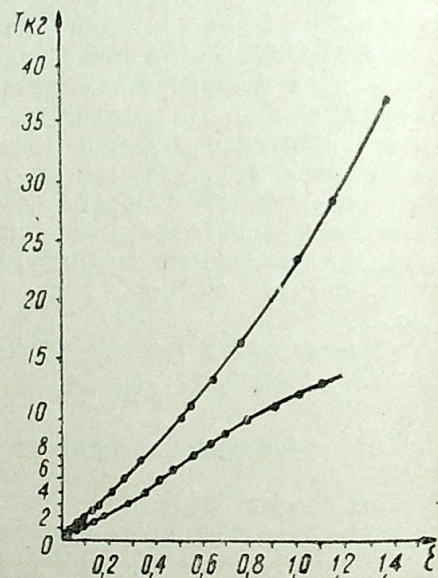


Рис. 4

Динамическая и статическая диаграмма $T = T(\epsilon)$

Экспериментальное определение натяжения и деформации непосредственным измерением

Для контроля полученных результатов был разработан метод непосредственного измерения деформации в зоне удара и натяжения в точке закрепления исследуемого образца нити. Непосредственное измерение деформации осуществлялось нанесением на испытываемую нить меток в зоне удара, видимых на кинокадрах, т. е. величина деформации определялась по перемещенным меткам. Однако осуществление непосредственного измерения натяжения вдоль нити образца оказалось затруднительным. Поэтому был разработан метод регистрации динамического нагружения точки закрепления нити. Натяжение в месте закрепления измеряется следующим образом: один конец нити крепится к металлической балочке, имеющей собственную частоту колебаний не менее 2000 гц, на которую наклеиваются проволочные датчики. Изгиб балки регистрируется тензометрической установкой в виде осциллограмм.

Обработывая эти осциллограммы, для каждой скорости удара получаем экспериментальную зависимость натяжения T от времени t , т. е. $T(t)$ для точки жесткого закрепления. Результаты обработки осциллограмм для различных скоростей удара приведены на рис. 5. Необходимо указать, что при обработке осциллограмм, затруднение вызывает определение нулевой точки кривой $T(t)$. Поэтому для возможности определения этой точки и увеличения точности измерения был разработан специальный способ.

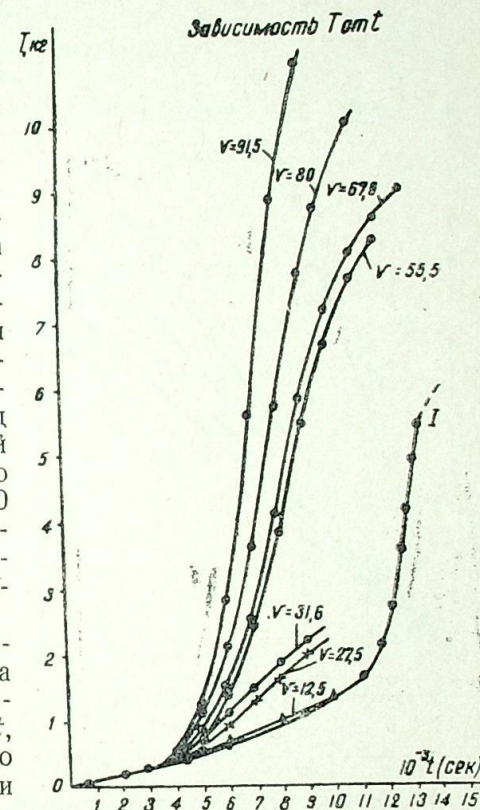


Рис. 5

Теоретическое определение натяжения как функции времени в точке закрепления нити

Для определения предела применимости упруго-пластического закона деформирования была решена задача об отражении пластических волн от закрепленного конца нити конечной длины при поперечном ударе. Эта задача решена методом характеристик и получено численное решение для натяжения в точке закрепления в зависимости от времени $T(t)$. Уайт решил задачу отражения пластических волн для стержней конечной длины при продольном ударе, когда закон деформирования подчиняется упрощенной схеме (схема Прандтля). Далее в [5] А. И. Буравцевым было получено аналитическое решение аналогичной задачи для частного случая, когда закон деформирования

имеет вид:

$$\sigma = \sigma_0 + \frac{A}{(\varepsilon + b)^k},$$

где $k = 3$.

Однако ввиду ограниченности существующих решений о пластическом отражении и отсутствия решения задачи об отражении пластических волн от закрепленного конца при поперечном ударе дано приближенное решение этой задачи методом характеристик с использованием экспериментальных данных, полученных при поперечном ударе.

Учитывая, что при поперечном ударе возникают продольные волны, идущие вдоль нити быстрее, чем поперечная волна b , на волновой схеме внутри криволинейного треугольника ABC и плоскости (x, t) (рис. 6) все явления будут происходить точно так же, как и при продольном ударе.

Как известно, распространение продольной пластической волны стержня упруго-пластического материала описывается уравнением вида:

$$\frac{d^2 U}{dt^2} = a^2(U_x) \frac{d^2 U}{dx^2}. \quad (6, 1)$$

Уравнение (6,1) эквивалентно

следующей системе характеристик:

$$\begin{aligned} dx &= \pm a dt; \\ dU_t &= \pm a dU_x, \end{aligned} \quad (6, 2)$$

где a — местная скорость звука.

Начальное условие будем задавать на линии AC , а граничное на линии $x = L$, т. е.

$$\begin{aligned} U(x, t)|_{t=0} &= 0; \quad \frac{dU}{dt} \Big|_{t=0} = 0; \quad \frac{dU}{dt} \Big|_{x=0} = V_0; \\ U(x, t)|_{x=L} &= 0; \quad \frac{dU}{dt} \Big|_{x=L} = 0. \end{aligned} \quad (6, 3)$$

При ударе по нити будет распространяться начальная волна со скоростью, равной скорости звука a_0 , за ней следуют волны Римана, вызывающие пластические деформации, которые распространяются с переменной убывающей скоростью $a_n(U_x)$, затем идет волна сильного разрыва.

Введем безразмерные параметры: $a_0 t = l$, $a_0 = a(0)$, $\tau = a_0 t$

$$\bar{x} = \frac{x}{l}, \quad \bar{U} = \frac{U}{l}, \quad \bar{\tau} = \frac{\tau}{l}, \quad \bar{a} = \frac{a}{a_0}.$$

Тогда уравнения (6,1) и (6,2), соответственно, примут вид:

$$\frac{d^2 \bar{U}}{d\bar{\tau}^2} = \bar{a}^2 \frac{d^2 \bar{U}}{d\bar{x}^2}; \quad (6, 1')$$

$$d\bar{x} = \pm \bar{a} d\bar{\tau}; \quad d\bar{U}_\tau = \pm \bar{a} d\bar{U}_x. \quad (6, 2')$$

В дальнейшем черточки опускаются.

Параметры x и τ в области ABC плоскости (x, τ) и $\frac{dU}{d\tau} = U_\tau$, $\frac{dU}{dx} =$

$= U_x$ в соответствующей области $A_1 B_1 C_1$ плоскости (U_x, U_τ) определяются методом характеристик рис. 6. Как видно из рисунка, начальная волна, дойдя до закрепленной границы в точке A , будет отражаться вдоль отрицательной характеристики до встречи со следующей падающей волной и т. д., при этом происходит взаимодействие падающих и отраженных волн, т. е. образуется область взаимодействия волн ABC , где нарушается прямолинейность характеристик.

Определение параметров x , τ , U_x , U_τ в области взаимодействия осуществляется двумя способами:

1. По заданным углам наклона волн Римана φ_n определяем соответствующие деформации. При этом тангенс начального угла наклона соответствует скорости распространения звуковой волны $a_0 = \tan \varphi_0$, где φ_0 и a_0 определяются из диаграммы $T(\varepsilon)$ рис. 4.

2. Задаются деформации вдоль линии AB при подобранном шаге в качестве первого приближения.

В обоих случаях для определения $a_n(U_x)$ необходимо нахождение зависимости $T'_{(\varepsilon)} = \frac{dT}{d\varepsilon}$. Для этого дифференцируем выражение $T(1 + \varepsilon) = \varphi(\gamma)$ до точки перегиба.

$$\frac{dT}{d\varepsilon} = \frac{T}{(1 + \varepsilon_0) \exp \int f(\gamma) d\gamma} \left\{ \frac{2}{f(\gamma)} \left(\frac{U_0^1}{U_0} - \operatorname{ctg} \gamma \right) - 1 \right\}. \quad (6, 4)$$

Обрабатывая данные, по (6,4) получаем кривую $T^1(\varepsilon)$, приведенную на рис. 7. Тогда по формуле $a_n(U_x) = \sqrt{\frac{1}{\rho} \frac{dT}{d\varepsilon}}$ определяем $a_n(U_x)$.

Скорость частиц $U_\tau = \frac{dU}{d\tau}$ на линии AB определяется по заданным значениям U_x по формуле:

$$U_\tau = - \int_0^{U_x} a(U_x) dU_x. \quad (6, 5)$$

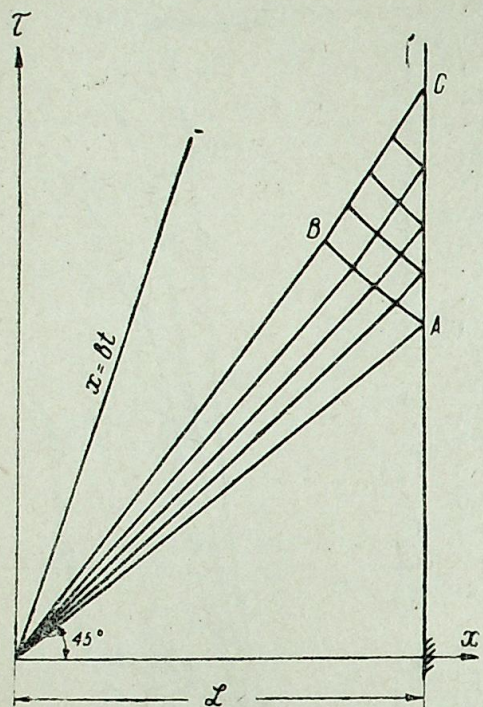


Рис. 6

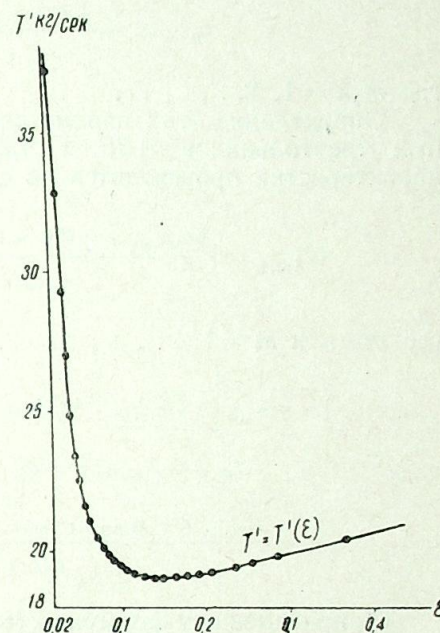


Рис. 7

На линии AB τ и x находим из уравнений $x\tau = 1$, $x = a\tau$. (6,6)
 На границе раздела, т. е. на линии AC , $U_\tau = 0$, а U_x подсчитывается по формуле:

$$U_{x_{m,n}} = \frac{a_{m-1,n} U_{x_{m-1,n}} - U_{\tau_{m-1,n}}}{a_{m-1,n}} \quad (6,7)$$

где $m, n = 1, 2, \dots, N$. Причем в точке A значение $\frac{dU}{dx} = U_x$ считаем известным. На линии AC x и τ подсчитываются по формуле:

$$\tau_{m,n} = \frac{1 + a_{m-1,n} \tau_{m-1,n} - x_{m-1,n}}{a_{m-1,n}}, \quad (6,8)$$

где $m, n = 1, 2, \dots, N$.

Определение этих параметров для внутренних точек криволинейных треугольников ABC и $A_1B_1C_1$ в соответствующих плоскостях характеристик производится по следующим формулам:

$$U_{x_{m,n}} = \frac{U_{\tau_{m,n-1}} + a_{m,n-1} U_{x_{m,n-1}} + a_{m-1,n} U_{x_{m-1,n}}}{a_{m-1,n} + a_{m,n-1}} \quad (6,9)$$

где $m \neq n$ и $m = 1, \dots, N$; $n = 2, 3, \dots, N$.

$$U_{\tau_{m,n}} = U_{\tau_{m,n-1}} - a_{m,n-1} (U_{x_{m,n}} - U_{x_{m,n-1}}), \quad (6,10)$$

$$x_{m,n} = x_{m,n-1} - a_{m,n-1} (\tau_{m,n} - \tau_{m,n-1}), \quad (6,11)$$

$$\tau_{m,n} = \frac{x_{m,n-1} + a_{m,n-1} \tau_{m,n-1} - x_{m-1,n} + a_{m-1,n} \tau_{m-1,n}}{a_{m-1,n} + a_{m,n-1}} \quad (6,12)$$

По приведенным формулам (6,9), (6,10), (6,11) и (6,12) был произведен численный расчет с использованием экспериментальных результатов. На рис. 5 кривая 1 соответствует приведенному расчету для точек на закрепленной границе. На этом рисунке показаны также кривые $T(t)$, полученные из обработки осциллограмм для различных скоростей удара. Анализ кривых показывает, что расчетные кривые $T(t)$ и кривые, полученные обработкой осциллограмм в диапазоне скоростей до 15 м/сек, полностью совпадают, что указывает на полную применимость упруго-пластического закона деформирования для исследуемого материала в данном диапазоне скоростей.

По мере увеличения скоростей выше 15 м/сек происходит сначала постепенное, а затем резкое отклонение экспериментальных кривых от расчетных. Это свидетельствует о влиянии других факторов (вязкости и т. д.) на закон деформирования. Для последнего случая автором работы совместно с проф. Х. А. Рахматулиным предложен новый метод решения задачи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рахматулин Х. А., Демьянов Ю. А. Прочность при интенсивных кратковременных нагрузках. Физматгиз, 1961.
2. Керимов К. А. Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-матем. и техн. наук, 1960, № 3.
3. Керимов К. А. ДАН Азерб. ССР, 1963, № 4.
4. Павленко А. Л. Изв. АН СССР, механика и машиностроение, 1960, № 2.
5. Буравцев А. И. Вестн. ЛГУ, серия математики и механики, 1963, № 1.

К. Э. Керимов

Енинэ зэрбэдэ полимер структуралы маддэлэрин механики хассэлэринин тэ'јини

ХҮЛАСЭ

Мәгаләдә поливинил вә техники резин үзәриндә зәрбә гурғусунда апарылмыш экспериментал тәдгигатын нәтичәләри верилмишдир.

Тәдгиг олунан материаллар үчүн еластики-пластик деформасија-олунма ганунунун тәтбиголунма һүдуду тә'јин едилмишдир.

Сонлу ипин бағлы учунда пластик далғалар әкс олундуғу үчүн динамик кәрилмәнин тә'јини үсулу да верилмишдир.

И. Л. АБРОСИМОВ, С. А. АЛЕСКЕРОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ АМПЛИТУДЫ ИМПУЛЬСОВ ФОРМИРОВАТЕЛЯ С КОНТУРОМ УДАРНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ НА ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ТРИОДЕ

Контур ударного возбуждения широко применяется в импульсных и цифровых устройствах в качестве формирователя, что определяется рядом его ценных свойств, среди которых следует прежде всего назвать устойчивость периода колебаний, а следовательно, стабильность длительности формируемых импульсов. В литературе в основном освещаются вопросы, связанные с анализами контуров ударного возбуждения в каскадах с электронными лампами [1, 2 и др.].

В настоящей статье рассматривается формирователь импульсов с контуром ударного возбуждения на полупроводниковом триоде (рис. 1 а) и предлагаются формулы для расчета амплитуды импульсов.

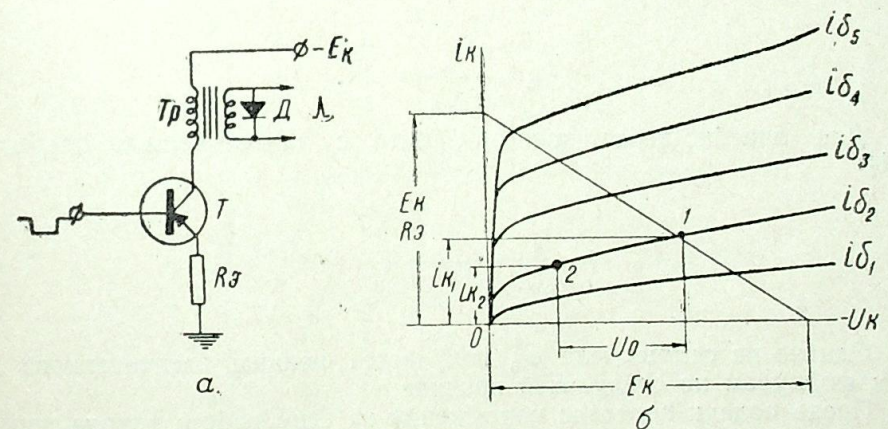


Рис. 1.

Контур ударного возбуждения образуется индуктивностью первичной обмотки импульсного трансформатора L_1 и емкостью C_0 , которая состоит из приведенной емкости нагрузки C_n и емкости трансформатора и монтажа C_1 , т. е.

$$C_0 = C_1 + C_n^1$$

Нормально закрытый триод при подаче на базу отрицательного перепада напряжения отпирается и контур возбуждается быстро изменяющимся током коллектора. Учитывая, что внутреннее сопротивление

И. Л. АБРОСИМОВ, С. А. АЛЕСКЕРОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ АМПЛИТУДЫ ИМПУЛЬСОВ ФОРМИРОВАТЕЛЯ С КОНТУРОМ УДАРНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ НА ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ТРИОДЕ

Контур ударного возбуждения широко применяется в импульсных и цифровых устройствах в качестве формирователя, что определяется рядом его ценных свойств, среди которых следует прежде всего называть устойчивость периода колебаний, а следовательно, стабильность длительности формируемых импульсов. В литературе в основном освещаются вопросы, связанные с анализами контуров ударного возбуждения в каскадах с электронными лампами [1, 2 и др.].

В настоящей статье рассматривается формирователь импульсов с контуром ударного возбуждения на полупроводниковом триоде (рис. 1 а) и предлагаются формулы для расчета амплитуды импульсов.

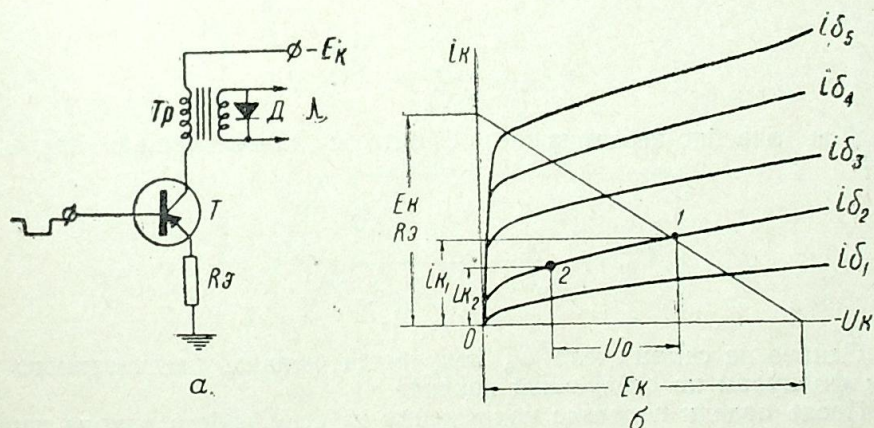


Рис. 1.

Контур ударного возбуждения образуется индуктивностью первичной обмотки импульсного трансформатора L_1 и емкостью C_0 , которая состоит из приведенной емкости нагрузки C_n и емкости трансформатора и монтажа C_1 , т. е.

$$C_0 = C_1 + C_n^1$$

Нормально закрытый триод при подаче на базу отрицательного перепада напряжения отпирается и контур возбуждается быстро изменяющимся током коллектора. Учитывая, что внутреннее сопротивление

контура r_0 из-за малого числа витков в первичной обмотке близко к нулю, ударные колебания описываются следующим выражением [1]:

$$u(t) = \frac{I_K}{\omega_1 C_0} e^{-\alpha t} \sin \omega_1 t, \quad (1)$$

где

$$\omega_1 = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{1}{4Q^2}};$$

$$\omega_0 = 2\pi f_0 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_0}};$$

$$Q = \frac{R_H^1}{\sqrt{\frac{L_1}{C_0}}};$$

$$\alpha = \frac{1}{2R_H C_0};$$

I_k — установившееся значение коллекторного тока;

 R_{II} — приведенное сопротивление нагрузки;

Q — добротность контура;

 ω^0 — собственная угловая частота колебаний контура.

В [2] показано, что наиболее предпочтительной, с точки зрения быстрейшего затухания колебаний при допустимом (20%) уменьшении амплитуды первой полуволны, будет работа контура с $Q = 4$. Для подавления колебаний после первого выброса и всего процесса, связанного со спадом импульса тока, параллельно контуру включается демпфирующий диод D . В этом случае можно принять, что $\omega_1 \approx \omega_0$.

Амплитуда первого выброса (формируемого импульса), как это следует из предыдущих выражений, при $t = \frac{T_0}{4}$ равна:

$$U_0 = \frac{I_K}{\omega_0 C_0} e^{-\frac{\pi}{4Q}}. \quad (2)$$

Для линейно-нарастающего фронта с длительностью перепада $t_0[1]$:

$$U_0 = \frac{I_K}{\omega_0 C_n} \cdot \frac{\sin \frac{\omega_0 t_0}{2}}{\frac{\omega_0 t_0}{2}} \cdot e^{-\frac{\pi}{4Q}}. \quad (3)$$

Однако на самом деле U_0 получается меньше рассчитанного по этим формулам по следующей причине.

После подачи перепада напряжения на базу работа триода характеризуется точкой 1 (рис. 1 б), которая из-за изменения напряжения на коллекторе, ввиду возникновения колебаний, перемещается и в момент $t = \frac{T_0}{4}$ займет положение 2, определяемое величиной U_0 . Ха-

ракет колебаний коллекторного тока подобен ударным колебаниям контура, а амплитуда первой полуволны, как видно из рис. 1 б, равна:

$$\Delta I = i_{k_1} - i_{k_2}.$$

Это рассуждение является приближенным, так как ввиду наличия сопротивления R , ток базы, который мы считали во время колебаний постоянным, несколько изменится под влиянием обратной связи по

току, что скажется на величине ΔI . Данное обстоятельство учитывается ниже при определении значения ΔI .

Разберем случай, когда на контур ударного возбуждения действует перепад тока длительностью t_0 . Форма нарастания тока в коллекторной цепи может быть различной, однако в большинстве случаев линейное нарастание является хорошим приближением к действительной картине. Выражение для питающего тока без учета наклона выходных характеристик триода имеет следующий вид:

$$i(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } t \leq 0 \\ I_k \frac{t}{t_0} & \text{при } 0 \leq t \leq t_0 \\ I_k & \text{при } t \geq t_0 \end{cases} \quad (4)$$

Ударные колебания при $0 \leq t \leq t_0$ описываются выражением [1]:

$$u(t) \sim \frac{I_k L_1}{t_0} (1 - \cos \omega_0 t), \quad (5)$$

а при $t \geq t_0$

$$u(t) = \frac{I_k}{\omega_0 C_0} e^{-\alpha \left(t - \frac{t_0}{2}\right)} \sin \omega_0 \left(t - \frac{t_0}{2}\right). \quad (6)$$

Здесь $\varphi = \frac{t_0}{2}$ — запаздывание принято равным половине длительности перепада тока на основании доказательства, приведенного в [1].

Исходя из рассуждений об амплитуде колебаний тока в коллекторной цепи триода и учитывая, что работа его не выходит за пределы линейной части характеристик, выражение (4) с учетом (5) и (6) перепишется в следующем виде (рис. 2):

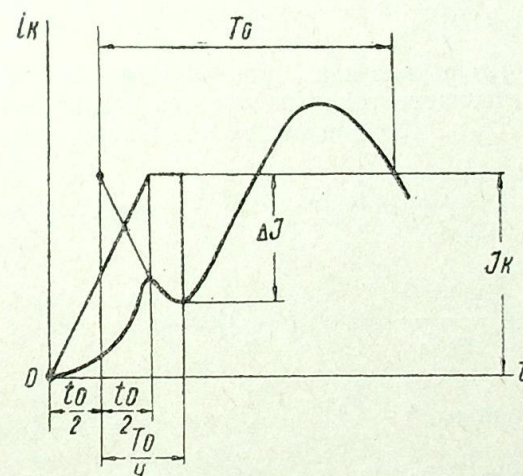


Рис. 2.

$$i(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } t \leq 0 \\ I_k \frac{t}{t_0} - \Delta I_1 (1 - \cos \omega_0 t) & \text{при } 0 \leq t \leq t_0 \\ I_k \Delta I_2 e^{\alpha \left(t - \frac{t_0}{2}\right)} \sin \omega_0 \left(t - \frac{t_0}{2}\right) & \text{при } t \geq t_0 \end{cases} \quad (7)$$

По теореме свертывания [3]:

$$u(t) = i(0)A(t) + \int_0^t A(t-\tau)i'(\tau)d\tau$$

можно найти напряжение на контуре при $t = \frac{T_0}{4} + \frac{t_0}{2}$ для случая возбуждения его питающим током, данном в выражении (7), что будет соответствовать действительной начальной амплитуде ударных колебаний U_0 .

Для нашего случая:

$$i(0) = 0;$$

$$i(\tau) = \begin{cases} I_k \frac{\tau}{t_0} - \Delta I_1 (1 - \cos \omega_0 \tau) & \text{при } 0 \leq \tau \leq t_0 \\ I_k - \Delta I_2 e^{-\alpha(\tau - \frac{t_0}{2})} \sin \omega_0 \left(\tau - \frac{t_0}{2} \right) & \text{при } \tau \geq t_0 \end{cases};$$

$$i'(\tau) =$$

$$= \begin{cases} \frac{I_k}{t_0} - \Delta I_1 \omega_0 \sin \omega_0 \tau & \text{при } 0 \leq \tau \leq t_0 \\ \Delta I_2 e^{-\alpha(\tau - \frac{t_0}{2})} \left[\alpha \sin \omega_0 \left(\tau - \frac{t_0}{2} \right) - \omega_0 \cos \omega_0 \left(\tau - \frac{t_0}{2} \right) \right] & \text{при } \tau \geq t_0 \end{cases}$$

$$A(t) = \frac{e^{-dt}}{\omega_0 C_0} \sin \omega_0 t;$$

$$A(t-\tau) = \frac{e^{-\alpha(t-\tau)}}{\omega_0 C_0} \sin \omega_0 (t-\tau).$$

Ввиду того, что первое слагаемое обращается в нуль, а вид кривой изменения питающего тока описывается различными выражениями для $0 \leq t \leq t_0$ и $t \geq t_0$, теорема свертывания переписывается так:

$$u(t) = \int_0^{t_0} \frac{e^{-\alpha(t-\tau)}}{\omega_0 C_0} \sin [\omega_0 (t-\tau)] \left[\frac{I_k}{t_0} - \omega_0 \Delta I_1 \sin \omega_0 \tau \right] dt + \\ + \int_{t_0}^t \frac{e^{-\alpha(t-\tau)}}{\omega_0 C_0} \sin [\omega_0 (t-\tau)] \Delta I_2 \cdot e^{-\alpha(\tau - \frac{t_0}{2})} \times \\ \times \left[\alpha \sin \omega_0 \left(\tau - \frac{t_0}{2} \right) - \omega_0 \cos \omega_0 \left(\tau - \frac{t_0}{2} \right) \right] dt.$$

При $t = t_0$, исходя из (7), можно записать:

$$\frac{I_k}{t_0} t - \Delta I_1 (1 - \cos \omega_0 t) = I_k - \Delta I_2 e^{-\alpha(t - \frac{t_0}{2})} \sin \omega_0 \left(t - \frac{t_0}{2} \right).$$

откуда, подставив t_0 вместо t , получим:

$$\Delta I_1 = \frac{\Delta I_2 \sin \frac{\omega_0 t_0}{2}}{1 - \cos \omega_0 t_0}.$$

Учитывая, что $\frac{\alpha}{4\omega_0} \approx 0$, а $e^{-\alpha t_0} \approx 1$, после интегрирования и соответствующих преобразований при $t = \frac{T_0}{4} + \frac{t_0}{2}$ имеем:

$$U_0 = \frac{I_k \frac{\sin \frac{\omega_0 t_0}{2}}{\frac{\omega_0 t_0}{2}} - \Delta I_2 \frac{2 \sin \omega_0 t_0 + \pi}{4}}{\omega_0 C_0} e^{-\frac{\pi}{4Q}}.$$

Очевидно, что

$$\Delta I_2 = \Delta I = Y_{\text{вых}} U_0,$$

где $Y_{\text{вых}}$ — выходная проводимость триода, которая по [4] равна:

$$Y_{\text{вых}} = h'_{22} - \frac{h'_{12} \cdot h'_{21}}{h'_{11} + R_r};$$

$h'_{11}, h'_{22}, h'_{12}, h'_{21}$ — параметры триода для схемы с общим эмиттером при наличии обратной связи по току, создаваемой сопротивлением R_3 (применение h -параметров ограничивается определением амплитудного значения колебания тока коллектора из-за наклона выходных характеристик, а наклон этот для триодов, как известно, невелик и, следовательно, применение малосигнальных параметров вполне допустимо); R_r — внутреннее сопротивление генератора запускающих импульсов.

При $R_3 = 300 \div 500 \text{ ом}$ величина $h'_{11} = h_{11} + R_3(1 + h_{21})$ получается очень большой, поэтому выходная проводимость триода будет:

$$Y_{\text{вых}} \approx h'_{22}.$$

Так как $h'_{22} \approx h_{22} = \frac{h_{22}}{1 + h_{21}}$, где h_{22}, h_{21} — параметры триода для схемы с общей базой, приводимые обычно в справочниках, получим, что

$$\Delta I_2 = U_0 \frac{h_{22}}{1 + h_{21}}.$$

Окончательно формула для расчета амплитуды импульса примет вид:

$$U_0 = \frac{I_k}{\omega_0 C_0 + a} \cdot \frac{\sin \frac{\omega_0 t_0}{2}}{\frac{\omega_0 t_0}{2}} \cdot e^{-\frac{\pi}{4Q}}, \quad (8)$$

$$a = \frac{(2 \sin \omega_0 t_0 + \pi) \cdot e^{-\frac{\pi}{4Q}}}{4} \cdot \frac{h_{22}}{1 + h_{21}}.$$

При $t_0 \ll T_0$ можно считать, что ток коллектора нарастает практически мгновенно, т. е. контур возбуждается вертикальным перепадом тока.

При $t_0 \rightarrow 0$ формула (8) примет вид:

$$U_0 = \frac{I_k}{\omega_0 C_0 + b} \cdot e^{-\frac{\pi}{4Q}}, \quad (9)$$

$$b = \frac{\pi \cdot e^{-\frac{\pi}{4Q}}}{4} \cdot \frac{h_{22}}{1 + h_{21}}.$$

Полученное значение $U_0(t_0 \approx 0)$ совпадает с решением данной задачи непосредственно по формуле свертывания для тока, питающего контур и определяемого выражением:

$$i(t) = I_k - \Delta I \cdot e^{-\alpha t} \sin \omega_0 t.$$

Значения амплитуды импульса, полученные по формулам (8) и (9), хорошо совпадают с результатом эксперимента, что подтверждает правильность приведенного анализа и позволяет рекомендовать формулы для практического применения. Ввиду разброса параметров триода для достижения большей точности h_{22} и h_{21} можно предварительно замерить на испытателе триодов.

В заключение следует отметить, что по принятому в выводах допущению переходные процессы в триоде происходят значительно быстрее, чем формируется импульс в контуре. В противном случае следует учитывать увеличение длительности фронта коллекторного тока t_0 по сравнению с длительностью управляющего тока базы [5], так как изменение величины t_0 влияет на амплитуду и временную задержку формируемых импульсов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Меерович Л. А., Зеличенко Л. Г. Импульсная техника. Изд-во „Советское радио“, М., 1954.
2. Мамырин Б. А. „Радиотехника“, т. 13, 1958. № 11.
3. Конторович М. И. Операционное исчисление и нестационарные явления в электрических цепях. Гостехиздат, 1955.
4. Будинский Я. Усилители низкой частоты на транзисторах. Связьиздат. М. 1963.
5. Абросимов И. Л. К вопросу об ударном формировании импульсов в транзисторном каскаде. Тр. Вычислительного центра АН Азерб. ССР, т. 3, 1964.

И. Л. Абросимов, С. Э. Элэскэров

Ярымкечиричи триодда ығылмыш зэрбә илә тәсирләнән контурлу формалашдырычынын импулслары амплитудасынын тәдгиги

ХҮЛАСӘ

Мәгаләдә мұхтәлиф тәҗинатлы импулс вә рәгәм гурғулу схемләрдә тәтбиг едилә билән транзисторда зәрбә илә тәсирләнән контурлу импулслар формалашдырычысы нәзәрдән кечирилир. Суперпозиция методу (Джуамел интегралы) васитәсилә, транзисторун чыхыш характеристикалары меҗли нәзәрә алынараг, коллектор шиддәтләндиричи чәрәҗанын маили вә шагули фронту үчүн зәрбә рәгсләри амплитудасы анализ едилир. Һәмчинин формалашдырычынын импулс амплитудасынын һесапланмасы үчүн дүрүстләшдирилмиш дүстурлар чыхарылыр.

Дүстурлара әсасән алынмыш рәгәмләрин үст-үстә дүшмәси тәчрүбә илә мүнәндис һесабламалары үчүн дүстурлар төвсиҗә етмәјә имкан верир.

Г. Б. АБДУЛЛАЕВ, З. А. ИСКЕНДЕР-ЗАДЕ, Э. А. ДЖАФАРОВА

О ЕМКОСТНЫХ И ИНДУКТИВНЫХ СВОЙСТВАХ КРЕМНИЕВЫХ ДИФФУЗИОННЫХ ДИОДОВ

Исследование частотных свойств $p-n$ переходов при малом переменном сигнале, наложенном на постоянное смещение, представляет определенный интерес. Подобные исследования дают сведения о распределении концентрации как подвижных, так и неподвижных зарядов, о времени жизни неосновных носителей заряда, о рекомбинационно-генерационных процессах и пр.

Шокли [1], исследуя полную проводимость $p-n$ перехода в зависимости от частоты малого переменного сигнала, показал, что при больших обратных и малых прямых смещениях поведение $p-n$ перехода подобно плоскому конденсатору, обкладками которого служат границы слоя объемного заряда, созданного некомпенсированными ионами примесей. Зависимость величины емкости такого псевдоконденсатора, так называемая барьерная емкость, от приложенного напряжения определяется законом изменения ширины слоя объемного заряда, т. е. $C_{бар} \sim U^{-1/2}$ для резких переходов и $C_{бар} \approx U^{-1/2}$ для плавных переходов.

Инерционные же свойства $p-n$ переходов в прямом направлении целиком обусловлены явлением инжекции неосновных неравновесных носителей в квазинейтральные n - и p -области. В случае резко несимметричных $p-n$ переходов $\sigma_p \gg \sigma_n$ (проводимость p -области много больше проводимости n -области) при прямых смещениях имеет место только инжекция дырок в n -базу (что обычно наблюдается на практике). Ограничиваясь случаем низких уровней инжекции, когда концентрация инжектированных дырок остается меньше концентрации инжектированных носителей, Шокли показал, что емкость, обусловленная накоплением инжектированных носителей в базе диода, которую обычно называют диффузионной емкостью, определяется при низких частотах следующим выражением:

$$C_{диф} = \frac{q^2}{2kT} L_p P_n e^{\frac{qU_0}{kT}},$$

где L_p — диффузионная длина дырок в базе,
 P_n — равновесная концентрация дырок в базе,
 U_0 — приложенное к диоду внешнее напряжение, которое при малых уровнях инжекции принимается целиком приложенным к $p-n$ переходу.

Однако идеальная теория Шокли точно описывает явления в сплавных германиевых p - n переходах, для которых справедливо предположение об узости области перехода, вследствие чего можно пренебречь генерационно-рекомбинационными процессами, происходящими в ней, и не учитывать наличия подвижных носителей (электронов и дырок) в области перехода. Экспериментальные исследования диффузионных кремниевых p - n переходов обнаружили значительные отклонения от идеальной теории Шокли.

Саа [2] учел влияние подвижных электронов и дырок в области перехода на характеристики плавных p - n переходов, в которых область перехода достаточно широка и ею нельзя пренебречь. Им, в частности, показано, что кроме двух слагаемых емкости — барьерной и диффузионной, вносящих вклад в полную емкость p - n перехода, необходимо учитывать емкость, созданную изменением полного числа подвижных носителей в самой области перехода, обусловленную изменением приложенного напряжения. Эту последнюю емкость Саа называет переходной емкостью подвижных носителей.

$$C_{\text{пол}} = C_{\text{бар}} + C_{\text{диф}} + C_{\text{тс}};$$

$$C_{\text{бар}} = q \frac{d}{dV} \int_0^w N(x) dx;$$

$$C_{\text{диф}} = q \frac{d}{dV} \int_w^d P dx;$$

$$C_{\text{тс}} = q \frac{d}{dV} P dx,$$

где $N(x)$ — концентрация электроактивных примесей, d — толщина базовой n -области.

В линейных переходах вклад подвижных носителей в области перехода на полную емкость может быть значительным. Вычислить $C_{\text{тс}}$ довольно трудно, так как плотность электронов и дырок в переходной области не является постоянной, а зависит от приложенного напряжения. Для оценки Саа [2] принял, что во всей переходной области плотности электронов и дырок постоянны и выражаются через

$$P = n_i e^{\frac{qU_0}{2kT}} = \frac{n_i^2}{n}.$$

Тогда приближенное выражение для $C_{\text{тс}}$ имеет вид:

$$C_{\text{тс}} = \frac{qn_i}{6} \cdot \frac{q}{kT} W e^{\frac{qU_0}{2kT}},$$

т. е. с напряжением переходная емкость подвижных носителей изменяется слабее, чем диффузионная.

Саа [2] также показано, что с возрастанием прямого смещения ширина слоя объемного заряда уменьшается и при некотором среднем смещении имеет минимум. Учет роли подвижных носителей приводит к тому, что при больших прямых смещениях ширина области перехода возрастает по закону $\sim e^{\frac{qU_0}{8kT}}$, поэтому переходная емкость подвижных носителей изменяется по закону:

$$C_{\text{тс}} \sim n_i e^{\frac{qU_0}{1,6kT}}.$$

Таким образом, емкость, обусловленная подвижными носителями в переходной области $C_{\text{тс}}$, преобладает над диффузионной емкостью, обусловленной подвижными носителями вне переходной области в тол-

ще квазинейтральной n -области $\left(\frac{C_{\text{тс}}}{C_{\text{диф}}} \sim \frac{a}{L_p} \cdot \frac{W}{n_i} e^{-\frac{qU_0}{2kT}} \right)$ в линейных переходах, созданных на основе полупроводника с большой шириной запрещенной зоны, малым временем жизни неосновных носителей и большим градиентом концентрации примесей a у перехода.

Таким образом, в отличие от теории Шокли диффузионная емкость в прямом направлении определяется экспонентой с показателем $\beta \neq 1$, а температурная зависимость емкости определяется $n_i(T)$, а не $n_i^2(T)$, как у Шокли.

Теории Шокли и Саа ограничиваются рассмотрением случая малого уровня инжекции. Однако при более высоких уровнях инжекции, когда концентрация неравновесных носителей, введенных в базу диода, становится одного порядка и выше концентрации основных носителей, диффузионное приближение Шокли несправедливо [1]. Движение инжектированных носителей в базе не будет чисто диффузионным, необходимо учитывать также дрейф носителей в электрическом поле базы диода. При больших уровнях инжекции прямой ток с напряже-

нием изменяется по $I \sim e^{\frac{qU_0}{2kT}}$, т. е. половина внешнего приложенного напряжения приходится на p - n переход, а половина — на толщу квазинейтральной n -области. Поэтому при больших уровнях инжекции уже нельзя пренебречь падением напряжения вне p - n перехода, и, следовательно, дрейфовым током, величина которого:

$$I = \sigma E = q(pn_p + n_n n_n)E,$$

где σ — проводимость базы, которая не является постоянной, а зависит от концентрации носителей, следовательно, от уровня инжекции; E — напряженность поля в базе, которая также зависит от уровня инжекции [3].

Частотные свойства p - n перехода при больших уровнях инжекции теоретически рассматривались Соколовым [4], Барановым [5], Ладани [6], экспериментально реактивные эффекты в сплавных p - n переходах исследовались в [7].

При средних уровнях инжекции, начиная с величины прямого тока, когда концентрация введенных носителей становится одного порядка с концентрацией основных носителей в базе, σ возрастает, наблюдается модуляция проводимости толщи базы. Увеличение σ , однако, происходит не мгновенно так как инжектированные через переход носители должны продиффундировать вглубь базы и распределиться по всей базе; при этом время установления стационарного значения электропроводности толщи проводника при данном уровне инжекции будет различным для „толстых“ ($d \gg L_p$) и для „тонких“ ($d \ll L_p$) диодов. В случае „толстых“ диодов [6] это время определяется временем жизни носителей, а в случае „тонких“ диодов оно порядка времени

диффузии, т. е. $\frac{a^2}{2D_p}$.

Теперь пусть к диоду приложена некоторая разность потенциалов U , часть которой падает на p - n переход и вызывает инжекцию носителей, а другая часть приходящая на базу U_T , вызывает ток проводимости. Дрейфовый ток через базу $I_i = \frac{U_T}{R_i}$, через промежуток

времени $\Delta t = \frac{d^2}{2D}$ ток увеличится на величину $I_m = \frac{U_T}{R_m}$, поэтому приближенно

$$\frac{di}{dt} \approx \frac{I_m - I_i}{\Delta t} = \frac{U_T}{\Delta t} \left(\frac{1}{R_i} - \frac{1}{R_m} \right);$$

R_m — модулированное сопротивление толщи базы.

При больших U_T и для низкоомной базы величина $\frac{1}{R_i} = \sigma_0$ очень мала, поэтому

$$\frac{di}{dt} = - \frac{U_T}{\Delta t} \sigma_m; \quad U_T = - R_m \Delta t \frac{di}{dt}.$$

Однако известно, что индуктивность определяется $U_T = L \frac{di}{dt}$, где L — коэффициент пропорциональности между напряжением U_T и скоростью изменения тока называется индуктивностью; отсюда индуктивность полупроводникового диода $L \approx \Delta t R_m \approx \frac{d^2}{2D} R_m$.

Таким образом, при исследовании частотной зависимости p - n перехода при высоких уровнях инжекции появляющаяся инерционность диода имеет индуктивный характер в отличие от инерционности емкостного характера при низких уровнях инжекции. В импульсном режиме индуктивность полупроводникового диода проявляется в том, что при скачкообразном увеличении прямого тока наблюдается пик напряжения, который соответствует начальному значению сопротивления базы. Со временем, вследствие модуляции сопротивления базы введенными носителями, падение напряжения на диоде уменьшается до некоторого установившегося значения, соответствующего $R_{мин}$ при данном токе.

До сих пор нет полной теории, дающей выражение для индуктивности L полупроводникового диода, позволяющей изучить ее зависимость от различных факторов: от величины прямого смещения, от времени жизни неравновесных носителей, от частоты малого переменного сигнала, от температуры образца и т. д.

Поэтому для нас представляет интерес проведение экспериментального исследования реактивных свойств полупроводникового диода, смещенного в прямом направлении.

Целью настоящей работы является исследование емкостных и индуктивных свойств кремниевых диффузионных p - n переходов, имеющих линейное распределение электроактивных примесей. Измеряемыми образцами служили диффузионные кремниевые переходы, имеющие различное сопротивление исходного материала (0,4; 20 и 60 ом·см) и различную технологию изготовления (размеры образцов были: 0,04; 0,25 и 3,14 см²).

Методика измерений. Измерение реактивных свойств кремниевых переходов производилось мостовым методом. Балансными плечами моста являлось два трехобмоточных экранированных трансформатора. Питание моста осуществлялось от генератора. Величина малого переменного сигнала не превышала 10—20 мВ, а иногда доходила до 40 мВ (при больших постоянных смещениях). Постоянное смещение на исследуемый образец подавалось от батареи аккумуляторов, причем производился непосредственный отсчет падения напряжения на диоде и тока через диод. В качестве индикатора баланса моста использовался электронный осциллограф, сигнал на вход которого поступал после предварительного усиления и фильтрации. Исследование проводилось

в интервале от -196 до $+170^\circ \text{C}$, при плотностях прямого тока вплоть до 10 А/см^2 . Используемый мост полных проводимостей позволял измерять реактивные сопротивления с отрицательным углом сдвига фаз (емкость) и с положительным (индуктивность) в интервале частот от 400 гц до 1 мГц.

Результаты эксперимента. Ранее [8] сообщалось о результатах исследования барьерной емкости диффузионных кремниевых p - n переходов при больших обратных смещениях. Было показано, что зависимость барьерной емкости от напряжения ($C \sim U^{-1/3}$) свидетельствует о линейном распределении электроактивных примесей с градиентом концентрации $a = 1,3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-4}$, что находится в согласии с приближением объемного заряда теории Шокли. Емкость при малых обратных смещениях ($0 \div 1 \text{ в}$) уже не подчинялась зависимости $C \sim U^{-1/3}$, что указывает на наличие диффузионной емкости.

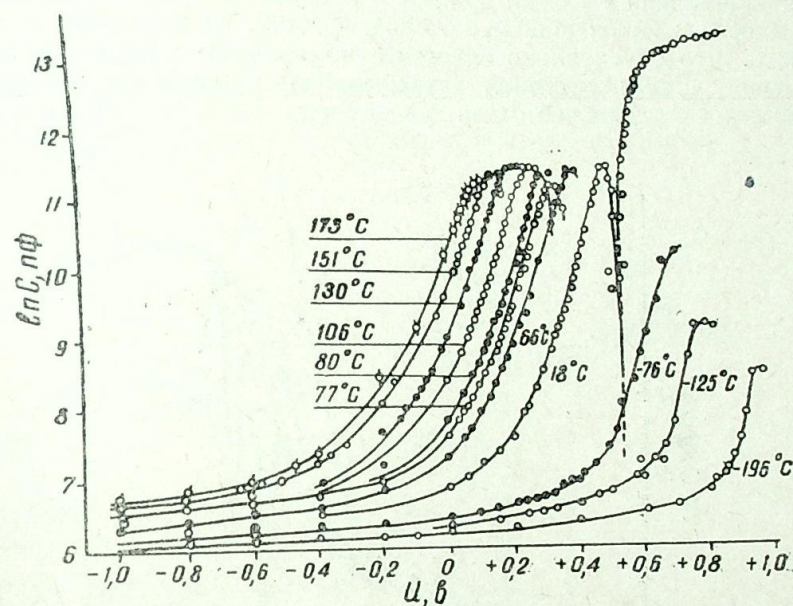


Рис. 1.

Зависимость емкости p - n перехода от величины прямого смещения при различных температурах.

В данной работе подробно исследовалась емкость прямосмещенных p - n переходов. На рис. 1 в полулогарифмическом масштабе представлена зависимость измеренной емкости от величины прямого смещения при $f = 100 \text{ кГц}$, при различной температуре для одного из исследованных образцов (обр. № 3). При отрицательном смещении на образце и небольших положительных смещениях общая емкость p - n перехода обусловлена суммой барьерной и диффузионной емкостей, поэтому в этой области напряжений не выполняются ни закон $C \sim U^{-1/3}$, ни экспоненциальная зависимость от напряжения, характерная для диффузионной емкости.

При больших прямых смещениях барьерная емкость p - n перехода полностью исчезает и остается одна лишь диффузионная емкость и экспериментальные точки ложатся на прямую.

В соответствии с теорией Саа $C \sim e^{\frac{qU}{\beta kT}}$, где $\beta \neq 1$.

Для всех исследованных образцов значение β в области температур 20—170° С лежит в интервале 2,8÷2,2 и 1,9÷1,6. При температурах ниже нуля β имеет значения ~4. Из температурной зависимости диффузионной емкости получена полуширина запрещенной зоны Si—0,55 эВ в согласии с Саа.

Как видно из рисунка, при больших прямых смещениях емкость, обусловленная подвижными носителями заряда, достигает максимума и начинает резко убывать.

На рис. 1 только при 18° С представлена зависимость емкости от напряжения во всем интервале измеряемых U от -1 до +1 в. Из кривой видно, что при $U_{пр} = 0,50$ в емкость резко падает и при $U_{пр} = 0,54$ в диод обнаруживает индуктивность, которая для удобства представлена на рисунке как отрицательная емкость.

Нужно указать, что переход емкости в индуктивность при 100 кГц имеет место при больших смещениях. При низких температурах емкость $p-n$ перехода в основном обусловлена барьерной емкостью объемного заряда и только при $U_{пр} \sim 1$ в наблюдается резкое возрастание емкости с напряжением, которое, однако, не переходит в индуктивность, что обусловлено недостаточно высоким уровнем инжекции.

Наряду с температурной зависимостью емкости $p-n$ переходов исследовалась также частотная зависимость.

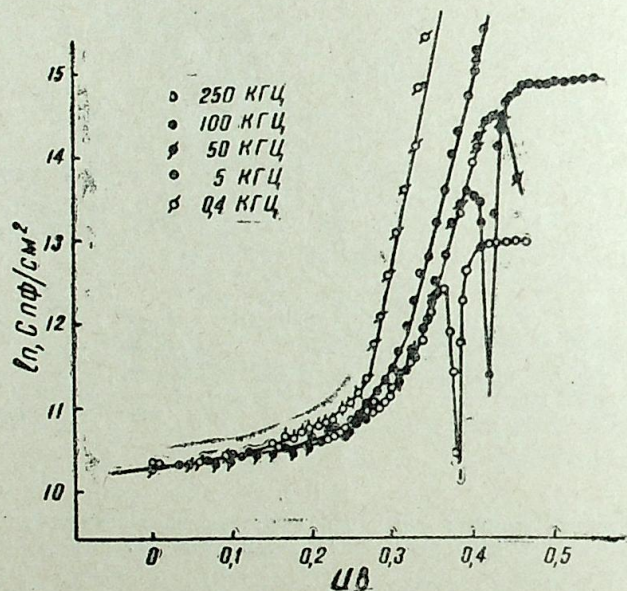


Рис. 2.

Зависимость емкости $p-n$ перехода от прямого смещения при различных частотах.

На рис. 2 при 15° С представлена зависимость C от $U_{пр}$ в полулогарифмическом масштабе при различных частотах. Видно, что с ростом частоты малого переменного сигнала емкость уменьшается, при этом наблюдается некоторое возрастание β с частотой. При низких частотах 0,4 и 5 кГц ($\omega\tau \ll 1$) имеем типичную зависимость емкости от напряжения без проявления индуктивных свойств $p-n$ перехода. Начиная с 50 кГц ($\omega\tau \sim 1$), емкость с ростом напряжения обнаруживает максимум и затем начинает падать.

* Значения τ соответствуют средним уровням инжекции и измерены по переходным характеристикам.

Индуктивные свойства $p-n$ перехода явно проявляются при $f > 50$ кГц. При более высоких частотах ($\omega\tau > 1$) диффузионная емкость зависит от частоты и точка инверсии там, где емкостное сопротивление $p-n$ перехода становится равным индуктивному, с возрастанием частоты перемещается в область малых прямых смещений.

Индуктивные свойства диодов обусловлены модуляцией проводимости толщи полупроводника, началом которой является равенство концентраций инжектированных и равновесных носителей заряда, что

приводит к значению напряжения [инверсии] $U_{инв} = 2 \frac{kT}{q} \ln \frac{n_n}{n_i}$. Поэтому

индуктивность $p-n$ перехода, созданного на материале различного удельного сопротивления, проявится при различных прямых смещениях. Действительно, нами были исследованы диффузионные переходы на $n-Si$ трех различных технологий изготовления с различной концентрацией равновесных носителей в толще базы.

При 15° С точка инверсии вольтемостной характеристики приходится на $U_{пр} = 0,42; 0,54$ и $0,64$ в, что соответствует концентрации $n_n \sim 5 \cdot 10^{13}; 5 \cdot 10^{14}$ и $2 \cdot 10^{16}$ см⁻³, соответственно.

На рис. 3 представлена зависимость удельной емкости от величины плотности прямого тока для трех указанных типов исследованных образцов при $T = 15$ и 155° С, при частоте малого переменного сигнала 100 кГц.

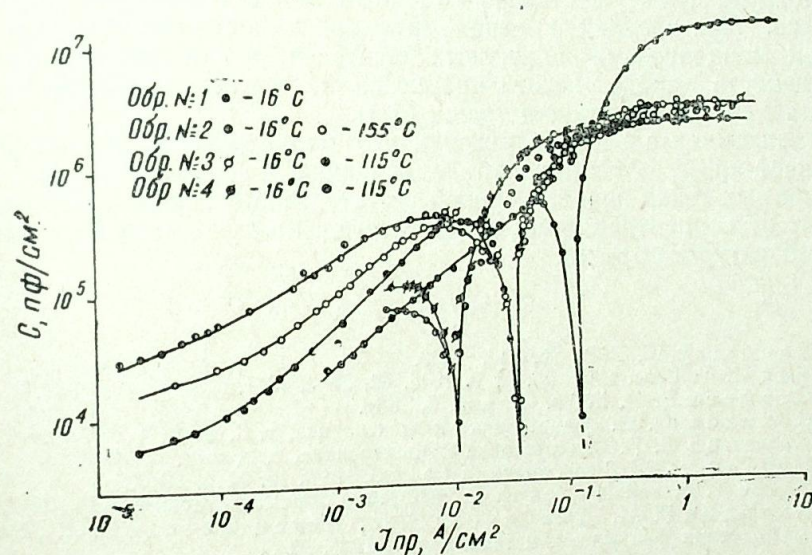


Рис. 3.

Зависимость удельной емкости $p-n$ перехода от плотности прямого тока в двойном логарифмическом масштабе:

обр. №1— $r=0,4$ ом. см; обр. №2 и 3— $r=20$ ом. см; обр. №4— $r=60$ ом. см.

Всю емкость-амперную характеристику можно разбить на три участка.

При очень малых прямых токах $I < 5 \cdot 10^{-4}$ А/см² емкость $p-n$ перехода обусловлена главным образом барьерной емкостью объемного заряда, которая следует теории Шокли.

При больших токах $5 \cdot 10^{-4}$ А/см² $< I < 5 \cdot 10^{-2}$ А/см² преобладающую роль начинает играть диффузионная емкость—емкость, обусловленная инжектированными неравновесными носителями тока как в область самого $p-n$ перехода, так и в квазинейтральной толще базы.

Емкость, созданная подвижными носителями, достигает своего максимального значения при различных плотностях тока для образцов с различной концентрацией равновесных основных носителей в базе. Чем выше равновесная концентрация электронов в базе n_n , тем при большей плотности тока емкость имеет максимальное значение, тем при больших токах p - n переход обнаруживает индуктивность. На рис. 2 для трех образцов, из которых № 2 и 3 имеют одинаковые n_n , представлена $C=f(I_{пр})$ при двух температурах: 15 и 155° С. В то время как диффузионная емкость изменяется с температурой (энергия активации, найденная из температурной зависимости диффузионной емкости, составляет полуширину запрещенной зоны S_i), точка инверсии и величина индуктивности не зависят от температуры. При этом при больших плотностях прямого тока $I > 1 \text{ А/см}^2$ индуктивность от тока не зависит, и чем выше концентрация равновесных носителей в базе, тем больше абсолютная величина отрицательной емкости (кривые идут выше). В области высоких уровней инжекции индуктивность S_i диодов $\sim 10 \text{ пГн}$. При очень больших прямых токах возникают релаксационные неустойчивости, ухудшающие сигнал на экране осциллографа.

Выводы

Проведено экспериментальное исследование S_i диффузионных диодов с различным удельным сопротивлением базы при прямых смещениях. Показано, что в области малых уровней инжекции емкость обусловлена преимущественно объемным зарядом неподвижных ионов примеси. При средних уровнях инжекции емкость обусловлена изменением концентрации подвижных носителей, а при высоких уровнях реактивность диода носит индуктивный характер, обусловленный модуляцией сопротивления толщи базы.

Экспериментально обнаружено, что индуктивность p - n перехода наступает при $P_0 = n_n$. Абсолютная величина индуктивности при больших прямых токах при постоянной частоте малого переменного сигнала зависит от концентрации основных носителей в базе диода и не зависит от температуры образца.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shockley W. BSTJ, 28, 442, 1949.
2. Sah C. T. Proc. VRE, 45, № 9, 1945, 49. № 3, 1961.
3. Стафеев В. И. ЖТФ, 28, вып. 8, 1958.
4. Соколов Ю. Ф. Радиотехника и электроника, т. 8, вып. 4, 1963; т. 12, 1963.
5. Баранов Л. И. Радиотехника и электроника, т. 5, вып. 6, 1950.
6. Ladany J. JRE Trans. Electron Devices, VED, -7, № 4, 1960.
7. Ferle T. E. and Hayes O. E. JRE Trans. Electron Devices, July, № 7, 1959.
8. Ахундов Г. А., Джафарова Э. А., Искендерзаде З. А. "Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-матем. и техн. наук", 1963, № 5.

Н. Б. Абдуллаев, З. А. Искендерзаде, Е. Э. Чафарова

Диффузия үсулу илэ алынмыш силисиум диодларынын тутуму вэ индуктивлик хассэлэри

ХҮЛАСЭ

Ишдэ диффузия үсулу илэ алынмыш силисиум диодларынын дүз истигамэтдэ тутуму вэ индуктивлији тәһлил едилмишдир. Көстәрилмишдир ки, дүз истигамэтдэ кечән чәрәянын кичик гијмәтләриндә диодун тутуму һәчми јук саһәсинин тутумуна бәрәбәрдир.

Дүз истигамэтдә чәрәјан артдыгча һәчми јүкләрин тутуму азалыр, электрон вә дешикләр васитәси илэ јаранмыш тутум артыр вә Саһын

вердији нәзәријјәјә ујғун олараг верилмиш кәркинликдән $\sim e^{qU/kT}$ гануну илэ асылы олур, $2.8 < \beta < 1.6$.

Дүз истигамәтдә чәрәјанын даһа бөјүк гијмәтләриндә (бөјүк инјексија сәвијјәләриндә базаја дахил олан гејри-әсас јүкдашыјычыларынын сыхлығы базада олан таразлығын әсас јүкдашыјычыларынын сыхлығындан артыг оlanda) диодун базасынын мугавимәтинин азалдылмасы нәтичәсиндә индуктивлик өзүнү бүрүзә верир.

Ишдә көстәрилмишдир ки, индуктивлик дәјишән кәркинлијин бөјүк тезликләриндә ($\omega\tau > 1$) мүшәһидә олунур. Диодун тутум хассәсиндән индуктивлик хассәсинә кечид нөгтәси (инверсија нөгтәси) нүмунәнин базасында олан таразлығын әсас јүкдашыјычыларынын концентрасијасындан асылыдыр, n_n бөјүдүкчә инверсија нөгтәси даһа бөјүк чәрәјан сыхлығына тәсадүф едир. Тәдгиг олунмуш нүмунәләрдә индуктивлик нүмунәнин температурундан асылы олмајараг, чәрәјанын бөјүк сыхлығында дојма гијмәтини алыр. Индуктивлијин дојма гијмәтинин диодун базасынын мугавимәтиндән асылылығы мүшәһидә олунмушдур.

А. Х. ХАЛИЛОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ МИГРАЦИИ ЭНЕРГИИ В РЕКОМБИНАЦИОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПОЛИАКТИВИРОВАННЫХ ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ ФОСФОРОВ

Комплексное исследование полиактивированных фосфоров позволяет выяснить особенности миграции энергии к центрам свечения не только при их фотовозбуждении [3—6, 12], но и при возбуждении рентгеновскими лучами, т. е. в случае, когда активирующие ионы перед актом излучения не возбуждаются непосредственно под действием рентгеновских квантов. Последнее способствует вырыванию электронов из ионов решетки кристаллофосфора и переходу их в зону проводимости. Затем энергия рекомбинации свободных электронов из зоны проводимости с локализованными дырками или свободных дырок из валентной зоны с локализованными электронами передается ионам активаторов и возбуждает их перед актом излучения [1—7, 8, 13, 14].

Аналогичная картина передачи энергии рекомбинации к активирующим ионам имеет место в явлениях термолюминесценции, фосфоресценции и оптической вспышки, когда электроны, захваченные на центрах окраски, освобождаются тепловыми или оптическими квантами.

С целью выяснения закономерностей миграции энергии рекомбинации электронов и дырок к центрам свечения полиактивированных кристаллофосфоров, у которых кроме центров свечения неактиваторного происхождения имеется несколько центров свечения, обусловленных активирующими ионами, нами были изучены спектральный состав термолюминесценции, рентгенолюминесценции, фосфоресценции и оптической вспышки ряда полиактивированных монокристаллических NaCl- и KCl-фосфоров. (Рис. 1 и 2).

Сравнение указанных спектров NaCl+Ag, Tl и NaCl+Cu, Tl фосфоров с различными концентрациями Ag (0,01; 0,05; 0,5; 0,75 и 2,0 моль %) и Cu (0,001; 0,01; 0,1; и 1,0 моль %), но одинаковым содержанием ионов Tl и соответствующих одноактиваторных фосфоров NaCl+Tl, NaCl+Ag и NaCl+Cu показало, что у одноактиваторных и двухактиваторных фосфоров в спектрах рентгенолюминесценции и фосфоресценции, полученных при комнатной температуре наряду с полосами свечения, обусловленными ионами Tl^+ , Ag^+ и Cu^+ , наблюдаются также полосы неактиваторного происхождения и полосы, обусловленные более сложными центрами, возникающими в присутствии активатора. Максимумы активаторных полос свечения, обусловленных ионами Tl^+ , Ag^+ и Cu^+ , расположены, соответственно, при 295, 250 и 363 $m\mu$. Среди этих полос доминирующей является полоса 295 $m\mu$. При

А. Х. ХАЛИЛОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ МИГРАЦИИ ЭНЕРГИИ В РЕКОМБИНАЦИОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПОЛИАКТИВИРОВАННЫХ ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ ФОСФОРОВ

Комплексное исследование полиактивированных фосфоров позволяет выяснить особенности миграции энергии к центрам свечения не только при их фотовозбуждении [3—6, 12], но и при возбуждении рентгеновскими лучами, т. е. в случае, когда активирующие ионы перед актом излучения не возбуждаются непосредственно под действием рентгеновских квантов. Последнее способствует вырыванию электронов из ионов решетки кристаллофосфора и переходу их в зону проводимости. Затем энергия рекомбинации свободных электронов из зоны проводимости с локализованными дырками или свободных дырок из валентной зоны с локализованными электронами передается ионам активаторов и возбуждает их перед актом излучения [1—7, 8, 13, 14].

Аналогичная картина передачи энергии рекомбинации к активирующим ионам имеет место в явлениях термолюминесценции, фосфоресценции и оптической вспышки, когда электроны, захваченные на центрах окраски, освобождаются тепловыми или оптическими квантами.

С целью выяснения закономерностей миграции энергии рекомбинации электронов и дырок к центрам свечения полиактивированных кристаллофосфоров, у которых кроме центров свечения неактиваторного происхождения имеется несколько центров свечения, обусловленных активирующими ионами, нами были изучены спектральный состав термолюминесценции, рентгенолюминесценции, фосфоресценции и оптической вспышки ряда полиактивированных монокристаллических NaCl- и KCl-фосфоров. (Рис. 1 и 2).

Сравнение указанных спектров NaCl+Ag, Tl и NaCl+Cu, Tl фосфоров с различными концентрациями Ag (0,01; 0,05; 0,5; 0,75 и 2,0 моль %) и Cu (0,001; 0,01; 0,1; и 1,0 моль %), но одинаковым содержанием ионов Tl и соответствующих одноактиваторных фосфоров NaCl+Tl, NaCl+Ag и NaCl+Cu показало, что у одноактиваторных и двухактиваторных фосфоров в спектрах рентгенолюминесценции и фосфоресценции, полученных при комнатной температуре наряду с полосами свечения, обусловленными ионами Tl^+ , Ag^+ и Cu^+ , наблюдаются также полосы неактиваторного происхождения и полосы, обусловленные более сложными центрами, возникающими в присутствии активатора. Максимумы активаторных полос свечения, обусловленных ионами Tl^+ , Ag^+ и Cu^+ , расположены, соответственно, при 295, 250 и 363 $m\mu$. Среди этих полос доминирующей является полоса 295 $m\mu$. При

этом соотношение интенсивности полос 295, 363 и 295, 250 $m\mu$ в спектрах рентгенолюминесценции и фосфоресценции $NaCl + Cu, Ti$ и $NaCl + Ag, Ti$ фосфоров почти не отличается. Однако в спектре термолуминесценции соотношение интенсивности указанных и других полос резко меняется при переходе от одного пика к другому пику термовысвечивания: у фосфора $NaCl + Cu, Ti$, рентгенизованного при $20^\circ C$ в спектре термолуминесценции, записанной в интервале нагрева от 45 до $60^\circ C$, наблюдается в основном полоса 363 $m\mu$ ионов Cu^+ , а полоса 295 $m\mu$ ионов Ti^+ имеет почти нулевую интенсивность (Рис. 1).

В спектре термолуминесценции $NaCl + Ag, Ti$ фосфора в указанном интервале нагрева наблюдается очень сильная полоса 395 $m\mu$, обусловленная парными ионами $Ag^+ - Ag^+$, а интенсивность полосы 295 $m\mu$ ионов Ti^+ близка к нулю.

Однако у фосфора $NaCl + Ti$, содержащего в решетке одинаковое количество ионов Ti^+ , полоса 295 $m\mu$ ионов Ti^+ в указанном интервале и даже в интервале нагрева до $140^\circ C$ имеет в 1,2—2 раза большую интенсивность, чем остальные полосы (370, 470 и 500 $m\mu$). Таким образом, в отличие от $NaCl + Ti$ фосфора в решетке $NaCl + Cu, Ti$ и $NaCl + Ag, Ti$ фосфоров энергия рекомбинации термически освобожденных электронов с дырками мигрирует преимущественно не к ионам Ti^+ , а к центрам свечения, ядром которых являются ионы Cu^+ и Ag^+ .

Аналогичное сравнение вышеуказанных спектров для $KCl + Ag, Ti$ фосфора с различными концентрациями Ag (0,05; 0,15; 0,5; 1,5 моль %) показало, что в решетке $KCl + Ag, Ti$ в отличие от $KCl + Ti$ фосфора энергия рекомбинации термически освобожденных электронов с дырками при всех концентрациях Ag^+ в интервале нагрева от 20 до $160^\circ C$ в основном мигрирует к центрам свечения, ядром которых являются ионы Ag^+ , ибо в спектрах термолуминесценции указанных $KCl + Ag, Ti$ фосфоров, полученных в интервале нагрева от 15 до $40^\circ C$, для всех концентраций Ag^+ полосы свечения 278 $m\mu$ в 3—4 раза более интенсивны, чем полосы 306 $m\mu$ ионов Ti^+ , в то время как в спектрах фосфоресценции и рентгенолюминесценции $KCl + Ag, Ti$ фосфоров интенсивность полосы 305 $m\mu$ равна или больше интенсивности полосы свечения 278 $m\mu$ иона Ag^+ . Такая же селективность в миграции энергии рекомбинации к центрам свечения наблюдается у полиактивированных фосфоров $NaCl + Cu, Ti$, $NaCl + Ag, Ti$ и $KCl + Ag, Ti$, рентгенизованных при $-160^\circ C$.

Опыты показали, что в спектрах термолуминесценции указанных двухактиваторных фосфоров в интервале нагрева от -160 до $-40^\circ C$ в отличие от $NaCl + Ti$ и $KCl + Ti$, рентгенизованных при $-160^\circ C$, не наблюдается рекомбинационного свечения ионов Ti^+ . Однако в этом интервале нагрева в спектрах термолуминесценции указанных фосфоров наблюдаются интенсивные полосы свечения 395, 363 и 280 $m\mu$, обусловленные, соответственно, ионами Ag_2^+ и Cu^+ в решетке $NaCl$ и ионами Ag^+ в решетке KCl . Если учитывать, что полосы свечения ионов Ti^+ в решетках KCl и $NaCl$ возникают в интервале нагрева от -80 до $-60^\circ C$, то отсутствие такого свечения в указанном интервале у двухактиваторных фосфоров $NaCl + Cu, Ti$, $NaCl + Ag, Ti$ и $KCl + Ag, Ti$ можно объяснить селективностью передачи энергии рекомбинации к разным центрам свечения.

Однако в интервале нагрева от -20 до $+20^\circ C$ в спектрах фосфоров $NaCl + Ti$, $KCl + Ti$ и вышеуказанных двухактиваторных фосфоров доминирует полоса 295 $m\mu$ ионов Ti^+ , что свидетельствует о пре-

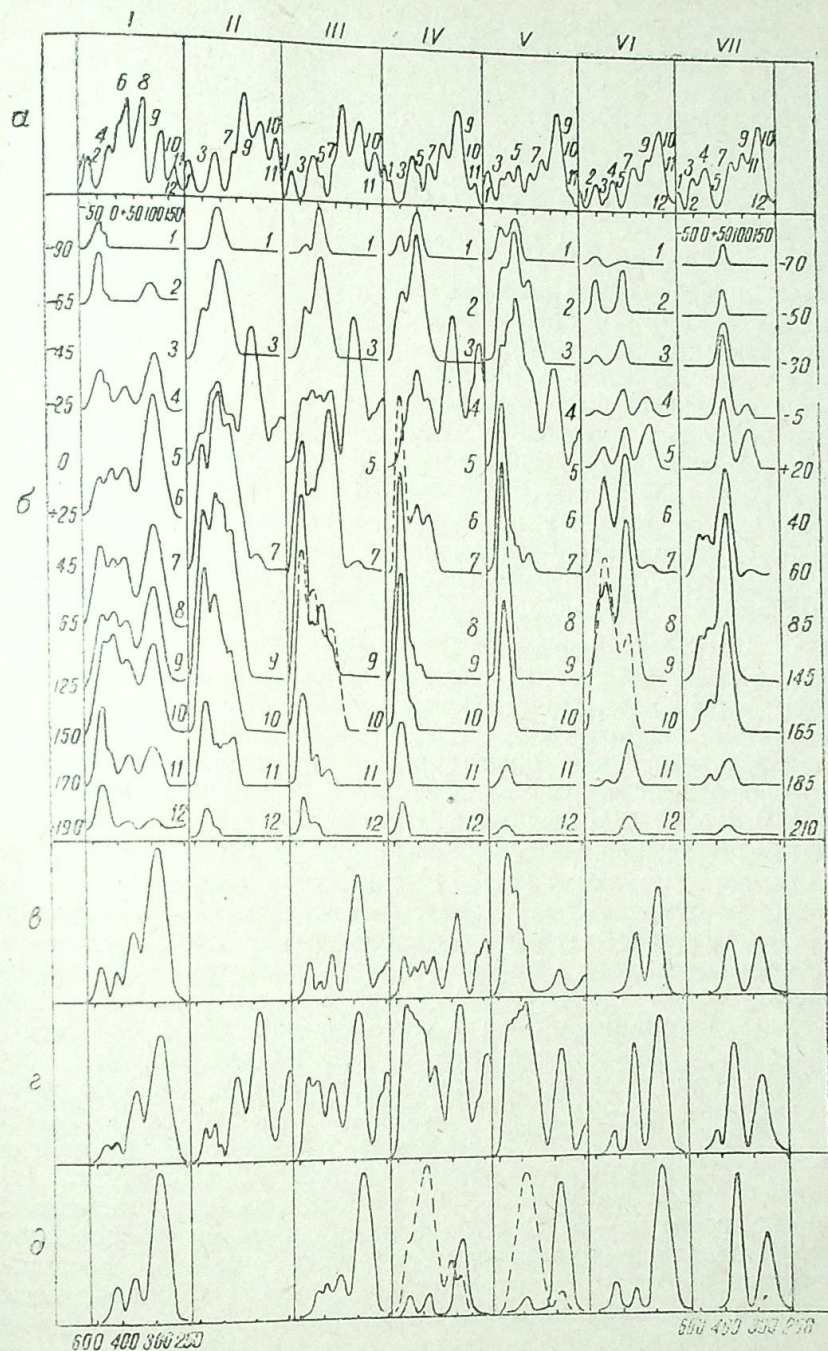


Рис. 1

В вертикальных колонках приведены спектры монокристаллов:
I— $NaCl + Ti$; II— $NaCl + Ag (0,01) + Ti$; III— $NaCl + Ag (0,05) + Ti$; IV— $NaCl + Ag (0,75) + Ti$;
V— $NaCl + Ag (0,1) + Ti$; VI— $NaCl + Cu (0,1) + Ti$; VII— $NaCl + Cu (1,0) + Ti$ (в скобках указана концентрация в моль %);
а—кривые термовысвечивания; б—спектры термовысвечивания; в—спектры фосфоресценции после возбуждения рентгеновыми лучами; г—спектры рентгенолюминесценции; д—спектры фотолуминесценции указанных монокристаллов;
шкалы по осям абсцисс всюду, как на крайних графиках.

имущественной передаче энергии рекомбинации к Tl^+ центрам свечения указанных фосфоров.

Если учитывать экспериментальный факт, установленный Ч.Б. Луциком [10], о разрушении в интервале нагрева от -20 до $+20^\circ C$ активаторных Tl^+ центров захвата, то обнаруженная нами в указанных двухактиваторных фосфорах селективность миграции энергии рекомбинации к центрам свечения может быть объяснена близостью расположения центров свечения к тем или иным центрам захвата, которые служат местом рекомбинации освобожденных носителей тока или их совпадением.

В вышеуказанных KCl - и $NaCl$ -фосфорах концентрация ионов Tl^+ была одинаковой во всех образцах. Для выяснения влияния концентрации Tl нами были изготовлены и исследованы такие же фосфоры с различными концентрациями Tl . Опыты показали, что вышеописанное явление селективности при миграции энергии рекомбинации к центрам свечения не зависит от концентрации ионов Tl .

Мы наблюдали интересное влияние концентрации Ag (в 0,01; 0,05; 0,5; 0,75 и 2 моль %) на распределение интенсивности в спектре термолюминесценции $NaCl + Ag, Tl$ фосфора (рис. 1): с ростом концентрации ионов Ag^+ в решетке $NaCl$ в интервале нагрева от -30 до $+30^\circ C$ наблюдается возрастание интенсивности полос 250 и 395 $m\mu$ $NaCl + Ag, Tl$ фосфора, рентгенизованного при $-160^\circ C$. Однако полоса 250 $m\mu$, в области которой после закалки $NaCl + Ag$ наблюдаются полосы 260 и 250 $m\mu$, обусловлена одиночными ионами Ag^+ . Она в отличие от полосы 395 $m\mu$, обусловленной парными ионами $Ag^+ - Ag^+$, при концентрации Ag , превышающей 0,5 моль %, ослабляется. Далее при наличии в решетке $NaCl$ более чем 0,05 моль % Ag у фосфора $NaCl + Ag, Tl$, рентгенизованного при $20^\circ C$, в спектре термолюминесценции в интервале нагрева от 20 до $40^\circ C$ не наблюдается полос свечения 250 и 295 $m\mu$, а полосы 395 $m\mu$ очень сильно ослаблены и энергия рекомбинации в основном передается к центрам с λ_m свечения 555 и 520 $m\mu$. При такой концентрации Ag^+ в интервале нагрева от 40 до $200^\circ C$ кроме полосы 530 $m\mu$, состоящей из компонентов 555 и 520 $m\mu$, других полос свечения не наблюдается. Это свидетельствует о том, что в указанном интервале нагрева происходит рекомбинация термически освобожденных электронов с активаторными центрами захвата, выступающими в роли центров свечения 520 и 555 $m\mu$.

Сравнение распределения интенсивности в спектрах рентгенолюминесценции, фосфоресценции и термолюминесценции, записанной в интервале нагрева от -10 до $+10^\circ C$, $NaCl + Tl$, $KCl + Tl$, $NaCl + Cu, Tl$ и $NaCl + Ag, Tl$ и $KCl + Ag, Tl$ фосфоров указывает на близкое соотношение интенсивности полос свечения в названных спектрах.

Однако сравнение спектров термолюминесценции, записанной в интервале нагрева $25-50^\circ C$, с указанными спектрами фосфоресценции и рентгенолюминесценции показывает резкое различие соотношения интенсивностей полос в спектрах: если в спектрах фосфоресценции и рентгенолюминесценции наблюдается близкое соотношение интенсивностей полос свечения и в указанных спектрах доминируют коротковолновые полосы свечения, то в спектрах термолюминесценции, полученных в указанном интервале, интенсивность коротковолновых полос свечения в спектрах двухактиваторных фосфоров близка к нулю и все свечение сконцентрировано у $NaCl + Ag, Tl$ в полосах 520 и 555 $m\mu$, а у $NaCl + Cu, Tl$ в полосах 363, 440 и 520 $m\mu$.

Такое резкое влияние малейшего превышения температуры выше комнатной на спектральный состав термолюминесценции можно объяснить неравномерным распределением различных групп центров захвата

в решетках указанных фосфоров. Такое распределение способствует передаче энергии рекомбинации термически освобожденных электронов к одиночным, парным активирующим ионам и к более сложным навесью целью выяснения механизма миграции энергии к центрам свечения. С нами были исследованы двухактиваторные $KCl + Ag + Pb$ фосфоры. Были изучены также соответствующие одноактиваторные фосфоры.

Как видно из рис. 2, в спектре термолюминесценции, оптической вспышки, фосфоресценции и рентгенолюминесценции $KCl + Ag, Pb$ фосфора в отличие от соответствующих спектров однокомпонентных фосфоров наблюдаются сильные полосы свечения 265 и 294, 345 и 360 $m\mu$, обусловленные присутствием в решетке $KCl + Ag$ ионов Pb . Однако указанные полосы отсутствуют в спектре термолюминесценции $KCl + Ag, Pb$ (рентгенизованного при $-160^\circ C$) в интервале нагрева от -160 до $-5^\circ C$. В этом интервале до $-10^\circ C$ наблюдается только полоса 500 $m\mu$.

В спектре термолюминесценции фосфора $KCl + Ag + Pb$, рентгенизованного при комнатной температуре, а также в спектрах фосфоресценции и оптической вспышки в присутствии ионов Pb в решетке $KCl + Ag$ фосфора происходит сильное ослабление в указанных спектрах полосы 278 $m\mu$, обусловленной ионами Ag^+ и полосы 440 $m\mu$, обусловленной ассоциациями ионов Ag^+ с точечными дефектами решетки KCl [12]. В спектрах термолюминесценции указанного фосфора, рентгенизованного при комнатной температуре, полосы 540, состоящей из компонентов 530 и 555 $m\mu$, совсем не обнаруживается.

Это свидетельствует о том, что ионы Pb препятствуют образованию в фосфоре $KCl + Ag$ ассоциаций типа C -центров с полосой излучения в области 555 $m\mu$. Следует отметить, что полоса 265 $m\mu$ была обнаружена также нами в спектре рентгенолюминесценции чистого KCl . Наличие свечения KCl в указанной области было обнаружено также до нас в работе [2]. Однако возникновение полосы 294 $m\mu$ в вышеуказанных спектрах фосфора $KCl + Ag$, содержащего в решетке ионы Pb^{2+} , впервые обнаружено нами.

Впервые нами было обнаружено также наличие во всех вышеуказанных видах рекомбинационного свечения $KCl + Pb, Ag$ фосфора двух перекрывающихся полос с λ_m 345 и 360 $m\mu$, из которых первая, по данным многих авторов, обусловлена ионами Pb^{2+} . Полоса 360 $m\mu$ обнаружена в спектре флуоресценции рентгенизованного и термически обесцвеченного $KCl + Ag$ и была приписана к ассоциации ионов Ag^+ с анионными вакансиями [9]. Наши опыты показали, что соотношение интенсивностей полос 345 и 360 резко меняется в пользу коротковолновой полосы после закалки фосфора $KCl + Ag, Pb$, а процесс старения этого фосфора после закалки приводит к ослаблению полосы 345 и возрастанию полосы 360 $m\mu$.

Если учесть, что после закалки растет число активаторных ионов, встроенных в катионные узлы решетки фосфора, то факт поведения полосы 345 $m\mu$ после закалки свидетельствует о принадлежности ее к ионам Pb^{2+} , расположенным в узлах решетки KCl , а полоса 360 $m\mu$, по-видимому, обусловлена ионами Ag^+ , расположенными по соседству с анионными вакансиями. Обе полосы 345 и 360 $m\mu$ в спектрах термолюминесценции свежезакаленных $KCl + Ag, Pb$ фосфоров наблюдаются с заметной интенсивностью только в интервале нагрева от 20 до $60^\circ C$, а при более высоких температурах их интенсивность близка к нулю. Однако после старения этого закаленного фосфора полоса 360 $m\mu$ доминирует до $130^\circ C$ и исчезает только при $180^\circ C$, но интенсивность полосы 345 при этом близка к нулю.

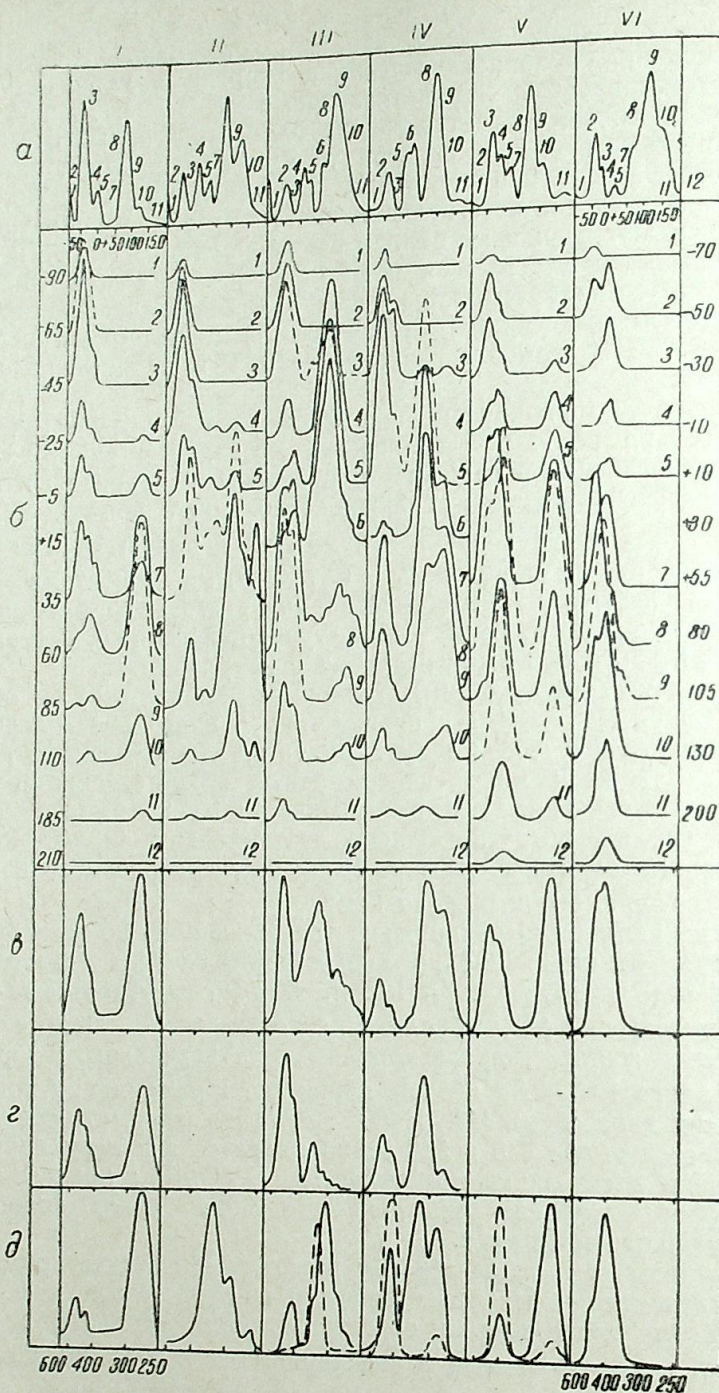


Рис. 2

В вертикальных колонках приведены спектры монокристаллов: I—KCl+AgCl (0,5); II—KCl+AgCl (0,5)+PbCl₂ (0,7); III—KCl+AgCl (0,5)+PbCl₂ (0,7)+J⁻ (0,5); IV—KCl+AgCl (0,5)+CuCl (1,0)+J⁻ (0,5); V—KCl+AgCl (0,5)+CuCl (1,0); VI—KCl+CuCl (1,0) (в скобках указана концентрация в моль %); остальные обозначения те же, что на рис. 1.

Следует отметить, что в вышеперечисленных спектрах KCl+Pb и KCl+Ag фосфоров в указанной области наблюдается только одна полоса, расположенная, соответственно, в области 345 и 355 мμ.

В отличие от двухактиваторного KCl+Ag, Pb фосфора у фосфоров спектров термолюминесценции свечение соответствующих центров очень слабое, в то время как полоса свечения 278 мμ одиночных ионов Ag⁺ у фосфора KCl+Ag во всех трех спектрах в 10 раз интенсивнее, чем полоса 360 мμ.

Сравнение спектров фосфоресценции и оптической вспышки со спектрами термолюминесценции KCl+Ag, Pb фосфора, рентгенизованного при комнатной температуре, показывает, что интенсивность полос 265, 294, 360 и 345 мμ у термически необработанных KCl+Ag, Pb фосфоров во всех трех спектрах высокая и в интервале нагрева от 20 до 140° С по интенсивности они мало отличаются. Однако интенсивность полосы 278 мμ, обусловленной одиночными ионами Ag⁺ указанного фосфора, в 1,5—2 раза меньше, чем у полос 294 и 360 мμ. Тем не менее после закалки и отжига указанного фосфора полосы 360 и 345 мμ в отличие от спектров фосфоресценции и оптической вспышки в спектрах термолюминесценции имеют почти нулевую интенсивность уже при нагреве до 80° С.

Таким образом, вышеперечисленные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что миграция энергии рекомбинации к различным центрам свечения щелочно-галогидных фосфоров очень сильно зависит от наличия в катионных узлах решетки фосфора KCl+Ag других соседних активирующих примесей и от распределения указанных примесей в решетке (как известно, в зависимости от характера термической обработки и от старения фосфоров происходит различное распределение катионных примесей в решетке кристаллофосфоров).

С целью выяснения влияния чужеродных анионов, расположенных в ближайшем анионном окружении активирующих ионов, на свойства центров свечения нами были изготовлены KCl+Ag, Pb и KCl+Ag, Cu фосфоры, содержащие 0,5 моль % анионов J⁻. Сравнение их спектров фосфоресценции, оптической вспышки и термолюминесценции с указанными спектрами фосфоров KCl+Ag, Pb и KCl+Ag, Cu, не содержащих анионов J⁻, показало, что в присутствии анионов J⁻ во всех трех спектрах сильно растут длинноволновые полосы с λ_m 440 и 500 мμ и возникает новая полоса свечения с λ_m = 318 мμ, отсутствующая в указанных спектрах фосфоров KCl+Ag, KCl+Cu, KCl+Ag, Cu, KCl+Ag, Pb, не содержащих анионов J⁻. В отличие от KCl+Ag, Pb и KCl+Ag, Cu фосфоров у KCl+Ag, Pb+J⁻ и KCl+Cu+J⁻ с анионами J⁻, рентгенизованных при -160° С, в спектре термолюминесценции уже в интервале нагрева от -80 до -40° С наблюдается интенсивная полоса свечения 318 мμ, обусловленная, очевидно, ионами Ag⁺, расположенными по соседству с анионами J⁻. Указанная полоса доминирует на всех трех спектрах, во всех интервалах нагрева от -80 до +120° С. Особенно большая интенсивность этой полосы наблюдается в спектре термолюминесценции пластически деформированных KCl+Ag+Pb+J⁻ и KCl+Ag+Cu+J⁻ фосфоров.

Интересен тот факт, что анионы J⁻ значительно усиливают не только интенсивность длинноволновых полос свечения 440 и 500 мμ, но также интенсивность полос 360 и 342 мμ. В их присутствии значительно усиливаются также полосы 360 и 342 мμ. Таким образом, как видно из вышеизложенного, в присутствии в фосфоре KCl+Ag, Pb и KCl+Ag, Cu всего 0,5 моль % анионов J⁻ возникает в 2—3 раза более интенсивная полоса свечения 318 мμ, обусловленная ионами Ag⁺, расположенными по соседству с J⁻, чем полоса

278 $m\mu$, обусловленная ионами Ag^+ , окруженными 6 анионами Cl^- . Это является убедительным доказательством того, что при наличии в решетке щелочно-галогидных фосфоров анионов Cl^- и анионов J^- ионы активирующих примесей имеют большую склонность встраиваться в пустые катионные узлы, расположенные по соседству с анионами J^- . Аналогичную склонность имеют не только одиночные активирующие ионы, но более крупные агрегаты (ионы активатора + точечные дефекты решетки), ответственные за длинноволновые полосы 440 и 500 $m\mu$.

Сравнение вышеуказанных спектров двухактиваторных $KCl + Ag + Pb + J$ и $KCl + Ag + Cu + J$ с соответствующими одноактиваторными фосфорами показывает, что при наличии в решетке KCl двух активирующих примесей в отличие от одноактиваторных фосфоров энергия рекомбинации электронов и дырок с большой эффективностью передается к центрам свечения, расположенным по соседству с точечными микродефектами решетки KCl .

ЛИТЕРАТУРА

1. Парфианович И. А. Тр. II совещания по физике щелочно-галогидных фосфоров. Рига, 1962.
2. Кац М. Л. Люминесценция и электронно-дырочные процессы в фотохимически окрашенных кристаллах щелочно-галогидных соединений. Саратов, 1961.
3. Като М. Sci. pap. Instr. Phys. chem. Tokyo, 41, 113, 1943.
4. Murata K., Smith R. Am. Mineral, 31, 523, 1946.
5. Ginther R. J. Electrochem. soc., 98, 874, 1951.
6. Шварц К. К., Зирнитис У. А. Тр. ИФА АН ЭССР, 11, 1960.
7. Лушчик Ч. Б. Тр. II совещания по физике щелочно-галогидных фосфоров Рига, 1962.
8. Bongfiglioli G., Brovotto P., Cortese C. Phys. rev., 114, 951, 1959.
9. Гиндина Р. И. Тр. ИФА АН ЭССР, № 15, 175, 1960.
10. Лушчик Ч. Б. Тр. ИФА АН ЭССР, № 3, 1955.
11. Халилов А. Х. и др. Тр. II совещания по физике щелочно-галогидных кристаллов. Рига, 1962.
12. Халилов А. Х. и др. Изв. АН СССР, серия физич., 25, 335, 1961.
13. Яэк И. В., ОКК М. Ф. Тр. ИФА АН ЭССР, 21, 96, 1962.
14. Халилов А. Х. Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-матем. и техн. наук, 1964, № 1 и 2.

Э. Х. Халилов

Полиактивлэшдирилмиш гэлэви-налокен кристаллофосфорларын рекомбинасиялы люминесценсиясында енержинин миграсиясынын тэдгиги

ХҮЛАСӘ

Ағыр метал атомлары Pb , Ag , Cu , Tl илэ активлэшдирилмиш $NaCl$ вэ KCl фосфорларынын фотолүминесценсия, рентгенлүминесценсия, термошүаланма вэ фосфоресценсия спектрлэри өйрәнилмишдир. Мүәјјән едилмишдир ки, электронларла дешиклэрин рекомбинасия енержисинин активлэшдиричи ионлара миграсия етмәси селектив характер дашыјыр.

Н. М. ДЖАФАРОВА

РЕШЕНИЕ ЛОГИЧЕСКИХ ЗАДАЧ ЭЛИМИНАЦИИ ОТРИЦАНИЯ И ПРИВЕДЕНИЯ К ДИЗЬЮНКТИВНОЙ НОРМАЛЬНОЙ ФОРМЕ НА ЭВМ

Наряду с выполнением чисто вычислительных операций ЭВМ позволяют моделировать и различные другие стороны умственной деятельности человека. Так, существуют алгоритмы как универсальные, так и частные, проверяющие истинность высказываний (теорем) определенных теорий. Будучи записанными на машинном языке, эти алгоритмы определяют для ЭВМ правила доказательства каждого высказывания, как правило, предварительно необходимо преобразовать к тому или иному стандартному виду, в частности в некоторых алгоритмах к дизьюнктивной нормальной форме, где будут элиминированы все отрицания.

Настоящая работа посвящена описанию стандартных программ для ЭВМ логических задач элиминации отрицания и приведения к дизьюнктивной нормальной форме для предложений, записанных при помощи таких символов:

- а) логические связи: $\sim$ (отрицание); $\vee$ (дизьюнкция); $\wedge$ (конъюнкция);
- б) специальные предикаты: $>$ (неравенства), $=$ (тождество);
- в) знаки арифметических операций; $+$, $\cdot$, $-$;
- д) предметы: переменные $x, y, \dots$, $a, b, \dots$ и постоянные (действительные числа).

Предложения строятся по следующим правилам. Назовем термом каждый символ пункта д.) Если α и β — термы, то целые рациональные выражения, составленные из α и β , также термы. Формулы вида $\alpha = 0$, $\alpha > 0$, где α — терм, называются атомарными. В общем случае левые части атомарных формул имеют вид:

$$\alpha = \sum_{k_1=0}^{n_1} \left(\sum_{k_2=0}^{n_2} \left(\dots \left(\sum_{k_i=0}^{n_i} a_{k_1}^{(i)} x_{k_1}^{k_i} \right) \dots \right) a_{k_2}^{(2)} x_{k_2}^{k_2} \right) a_{k_1}^{(2)} x_{k_1}^{k_1}, \quad (1)$$

где $a_{k_1}^{(i)}$ — действительные числа, не все равные нулю. Наконец, предложение суть формула, в состав которой входят атомарные формулы, соединенные логическими связками пункта а).

Пусть в формулах

$$C_1 = A \vee B, \quad C_2 = A \wedge B \quad (2)$$

AB — формулы, построенные по указанным правилам. Формулам C_1, C_2 соответствует следующая машинная запись длиной в одну ячейку μ памяти трехадресной машины:

$[Ia] \equiv$ код логической связки между A и B , т. е. $\vee$ или $\wedge$;
 $[IIa] \equiv$ адрес начала записи формулы A в памяти;
 $[IIIa] \equiv$ адрес начала записи формулы B в памяти.
 Отрицания в любой из формул (2) могут относиться либо ко всему выражению $C_1(C_2)$, т. е. ко всему выражению, записанному в ячейке μ ; либо к A (т. е. ко IIa машинной записи $C_1(C_2)$); либо к B (т. е. к $IIIa$ машинной записи $C_1(C_2)$).

Каждому из перечисленных отрицаний ставится в соответствие единица в определенном разряде ячейки μ , а комбинации этих трех единиц дают остальные возможные случаи размещения и отрицаний в формулах (2).

В свою очередь, формулы A и B подобным же образом записываются в последующих ячейках. Таким образом, запись формулы $C_1(C_2)$ будет занимать некоторый массив ячеек.

Кроме формулы $C_1(C_2)$ в память записываются и выражения полиномов, которые стоят в левых частях атомарных формул, входящих в $C_1(C_2)$. Условимся самую внешнюю переменную в записи (1) называть главной переменной данного полинома. Каждый полином, записанный в памяти, характеризуется заголовком полинома. Заголовок полинома размещается в одной ячейке и сообщает машине всю необходимую информацию о полиноме и, кроме того, является ли этот полином левой частью уравнения или неравенства.

При элиминации отрицания стандартная программа P руководствуется правилами:

$$\sim(\alpha \vee \beta) = \sim\alpha \wedge \sim\beta$$

$$\sim(\alpha \wedge \beta) = \sim\alpha \vee \sim\beta$$

$$\sim(\alpha = 0) \equiv (\alpha > 0) \vee (\alpha < 0)$$

$$\sim(\alpha > 0) \equiv (\alpha = 0) \vee (-\alpha > 0)$$

При выполнении умножения числа (-1) на полином вида (1) стандартная программа P обращается к стандартной программе умножения полиномов вида (1) $\pi_{\xi}(\alpha, \beta)$, где индекс ξ указывает, что полиномы α, β , а также их произведение $\alpha \cdot \beta$ имеют в качестве главной переменной ξ . Для подключения к стандартной программе P надо задать адрес начала записи формулы, адрес начала записи полиномов, а также адреса свободных ячеек рабочего поля для расписывания формулы и для операций над полиномами.

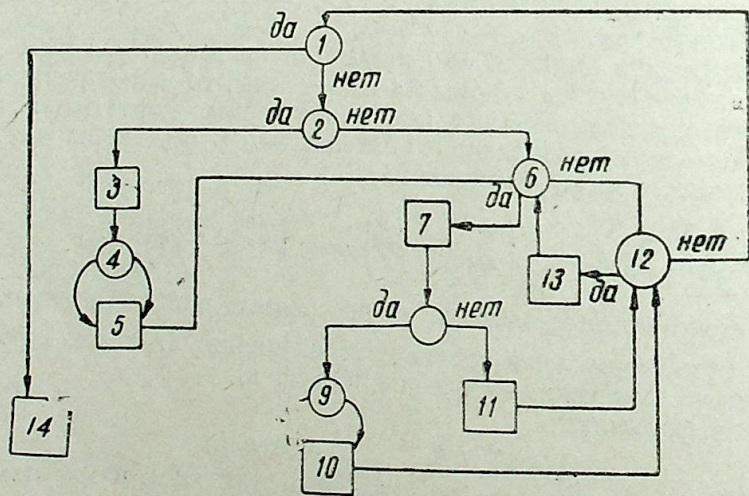


Рис. 1.
Схема программы P .

Стандартная программа Q приводит к дизъюнктивной нормальной форме формулы с уже элиминированными отрицаниями, используя при этом первый закон дистрибутивности алгебры высказываний;

$$(\alpha \vee \beta) \wedge (\gamma \vee \delta) = (\alpha \wedge \gamma) \vee (\alpha \wedge \delta) \vee (\beta \wedge \gamma) \vee (\beta \wedge \delta). \quad (5)$$

Для подключения к программе Q надо задать адрес начала машинной записи формулы и адрес свободной ячейки рабочего поля для расписывания формулы.

Ниже даются граф-схемы программ P и Q (рис. 1, 2).

Указанные в схеме программы операторы осуществляют следующие операции:

- 1—проверяет, вся ли формула просмотрена;
- 2—проверяет, есть ли отрицание перед всем выражением, записанным в рассматриваемой ячейке;
- 3—стирает это отрицание;
- 4—определяет логический знак, записанный в рассматриваемой ячейке;
- 5—в зависимости от логического знака меняет запись формулы по правилам (3), причем исправления вносятся в ту же ячейку;
- 6—проверяет, записано ли в данной ячейке отрицание перед IIa ;
- 7—стирает отрицание перед IIa ;
- 8—проверяет, является ли содержимое адреса, стоящего по IIa рассматриваемой ячейки, заголовком полинома или же адресом, входящим в массив ячеек записи формулы;
- 9—проверяет, является ли левой частью уравнения или неравенства данный полином;
- 10—записывает на место адреса заголовка полинома адрес свободной ячейки рабочего поля и формирует содержимое этой ячейки по правилам (4);
- 11—приформовывает отрицание ко всему содержимому IIa ;
- 12—проверяет, записано ли в рассматриваемой ячейке отрицание перед $IIIa$;
- 13—осуществляет преобразование программы для элиминации отрицания перед $IIIa$;
- 14—выдача результата, останов.

Программа Q состоит из двух частей. Первая часть представляет исходную формулу в виде дизъюнкции конъюнкций, а вторая часть выбирает среди получившихся после работы первой части выражений нужные конъюнктивные члены каждого дизъюнктивного члена формулы. Указанные в схеме программы операторы выполняют следующие действия:

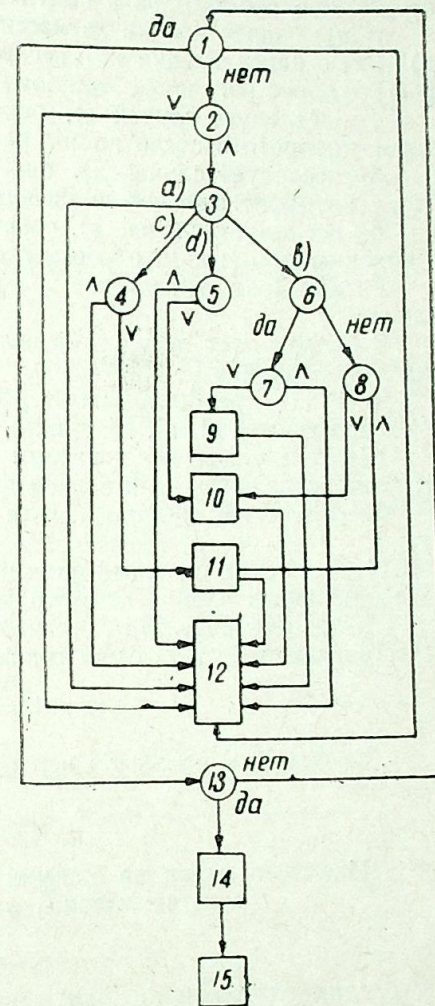


Рис. 2.
Схема программы Q .

- 1—проверяет, вся ли формула просмотрена;
 - 2—определяет логический знак выражения, записанного в исследуемой ячейке μ ;
 - 3—определяет вид выражения, записанного в этой ячейке;
 - а) и по II и по III адресам ячейки μ записывает заголовки полиномов;
 - б) и по II и по III адресам ячейки μ записывает адреса из массива ячеек для записи формулы;
 - с) [IIa] = адрес заголовка полинома,
[IIIa] = адрес ячейки из массива для записи формулы;
 - д) [IIa] = адрес ячейки из массива для записи формулы;
[IIIa] = адрес заголовка полинома.
 - 4—Исследует случай с), определяя логический знак выражения, адрес которого записан по IIIa ячейки μ ;
 - 5—исследует случай д), определяя логический знак выражения, адрес которого записан по IIa ячейки μ ;
 - 6—исследует случай в), сравнивая логические знаки выражений, записанных по II и III адресам ячейки μ ;
 - 7—передает управление в зависимости от логических знаков $\vee$ или $\wedge$;
 - 8—определяет логический знак выражения, адрес которого записан по IIa ячейки μ ;
 - 9, 10, 11—преобразовывают рассматриваемое выражение по закону (5) для случаев в), с), д) пункта 3;
 - 12—подготавливает программу для рассмотрения следующей ячейки из массива ячеек для записи формулы;
 - 13—проверяет, выполнены ли все логические умножения в формуле;
 - 14—довольно сложный блок программы, осуществляющий выборку конъюнктивных членов каждого дизъюнктивного члена формулы.
 - 15—Выдает результат, останов.
- Программы P и Q были реализованы на ЭВМ „Стрела“.

ЛИТЕРАТУРА

1. Клини С. К. Введение в метаматику, ИЛ, 1957.

Н. М. Чэфэрова

Инкарын лэгви вэ дизјунктив нормал формаја кэтирма
мэнтиг мэсэлэлэринин ЕћМ-да һэлли

ХҮЛАСЭ

Тэгдим олунан ишдэ ики мэнтиги мэсэлэнин һэлли үчүн алгоритм тэклиф олунур; инкарын јох едилмэси вэ мүддэаларын символик һесабы эсасында гурулан мүхтэлиф тэклифлэрин нормал дизјунктив формаја кэтирилмэси.

Ишэ бу алгоритмлэри јеринэ јетирэн програм элавэ олунмушдур.

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

МИКРОВОЛНОВЫЙ ВРАЩАТЕЛЬНЫЙ СПЕКТР МОЛЕКУЛЫ $\text{CH}_3\text{CD}_2\text{OH}$

Согласно программе радиоспектроскопических исследований, целью которой является уточнение структуры молекулы $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$, изучаются микроволновые вращательные спектры дейтерозамещенных молекул этилового спирта.

В данной статье приведены результаты исследования вращательного спектра α -двадейтеро-этилового спирта, одной из исследованных изотопических разновидностей молекулы $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$.

Микроволновый спектр молекулы $\text{CH}_3\text{CD}_2\text{OH}$ изучался на радиоспектрометре с электрической молекулярной модуляцией [1] в диапазоне 13–30 кмгц. Наряду с вновь обнаруженными линиями молекулы $\text{CH}_3\text{CD}_2\text{OH}$ (табл. 1) были зарегистрированы все линии этилового спирта средней интенсивности и выше.

Таблица 1

Сверхвысокочастотные линии поглощения образца $\text{CH}_3\text{CD}_2\text{OH}$
в диапазоне 13–30 кмгц

Частота (мгц)	Относит. интенсив- ность	Частота (мгц)	Относит. интенсив- ность	Частота (мгц)	Относит. интенсив- ность
13639,2	средняя	17180	средняя	18096	средняя
15720	слабая	17080	"	18064	"
15658	"	17030	"	18085	"
15670	средняя	17100	сильная	18080	"
15687	"	17246	средняя	18104,9	сильная
15700	слабая	17264	"	18230	средняя
15712	"	17354,1	сильная	18240	"
15722	"	17363,1	"	18248	слабая
15770	"	17406	средняя	18270	средняя
				18288,1	сильная
15790	средняя	17448	слабая	18330	средняя
15808	"	17424	"	18350	слабая
15832	"	17508	"	18354	"
15950	"	17532	средняя	18360	"
15972	сильная	17544	сильная	18370	средняя
16012,4	"	17554	"	18410	слабая
16036	"	17556	средняя	18418	"
16040	средняя	17570	"	18421	"
16050,9	сильная	17660	"		

Продолжение таблицы 1

Частота (мгц)	Относит. интенсивность	Частота (мгц)	Относит. интенсивность	Частота (мгц)	Относит. интенсивность
16117,3	"	17700	"	18440	"
16644,1	"	17730	слабая	18470	средняя
16690	"	17760	средняя	18773	"
16890	средняя	17830	"	18476	"
16912	"	17860	слабая	18506	"
16945	сильная	17870	"	18530	"
16962	"	17960	"	18580	слабая
17000	средняя	17980	"	18636	средняя
17160	"	17996	"	18790	слабая
18879,2	сильная	21675,4	сильная	23572	средняя
18885	средняя	21770	средняя	23590	слабая
18890	сильная	21776,0	сильная	23608	средняя
18898,5	"	21785	средняя	23630	"
18948	"	21810	"	23704	"
19035,7	"	21950	слабая	23726	"
19092	средняя	21900	средняя	23740	сильная
19096	сильная	21960	слабая	23756	"
19120	средняя	22006	"	23760	средняя
19274	"	22046	"	23779	слабая
19340	слабая	22060	"	23778	"
19343	средняя	22180	средняя	23820	сильная
19350	слабая	22238	"	23856	слабая
19386	средняя	22260	слабая	23866	"
20030	"	22280	"	23874	"
20110	"	22340	средняя	23895,1	сильная
20142,2	сильная	22420	слабая	24178,2	средняя
20180	"	22473,5	сильная	24663	"
20202	слабая	22616	средняя	24700	"
20276,7	сильная	22680	"	24706	"
20470	слабая	22788	"	25548	сильная
20475	средняя	22810	"	25853	средняя
20480	"	22850,9	"	25859	"
20675	"	22924	"	25872	"
20684	слабая	23077,2	сильная	25873	"
20740	средняя	23120	средняя	25877,4	средняя
20871,5	"	23130	слабая	26082,7	"
20870	"	23200	средняя	28400	"
21074,5	"	23340,4	сильная	28447,0	"
21046,9	"	23356	средняя	29522,7	"
21250	средняя	23380	слабая	29916,4	сильная
21404,9	сильная	23466	"	"	"
21502	средняя	23530	средняя	"	"

Не исключено, что часть приведенных линий принадлежит другим дейтерированным разновидностям молекулы $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$. Это обстоятельство несколько затрудняет интерпретацию спектра. Однако на основании предварительного расчета вращательного спектра молекулы $\text{CH}_3\text{CD}_2\text{OH}$, приведенного в предположении жесткой структуры по данным работы [2], а также из тщательного анализа штарк-эффекта, в наблюдаемом спектре удалось расшифровать ряд переходов Q, R, P ветвей (табл. 2).

По переходам $1_{01} - 1_{10} = 18898,5$ мгц, $2_{02} - 2_{11} = 20276,7$ мгц и $1_{11} - 2_{02} = 16050,5$ мгц вычислены эффективные вращательные постоянные A, B, C. Определенные таким образом параметры молекулы (табл. 3) дали возможность вычислить частоту переходов, попадающих в исследованный диапазон, их штарк-эффекты, в результате чего были идентифицированы и остальные переходы, приведенные в табл. 2.

Частоты идентифицированных переходов молекулы $\text{CH}_3\text{CD}_2\text{OH}$ Таблица 2

Переход	Частота перехода, мгц		
	Вычисленная из структуры	Полученная из эксперимента	Вычисленная из A, B, C, полученных из эксперимента
$1_{01} - 1_{10}$	18980	18898,5	18898,5
$2_{02} - 2_{11}$	20361	20276,7	20276,7
$3_{03} - 3_{12}$	22561	22473,5	22473,2
$4_{04} - 4_{13}$	25725	25632,0	25632,0
$5_{05} - 5_{14}$	30017	29916,4	29917,0
$1_{11} - 2_{02}$	16093	16050,5	16050,5
$4_{22} - 5_{15}$	18331	18288,1	18289,1
$3_{22} - 4_{13}$	19050	19035,7	19035,4
$5_{33} - 6_{24}$	13604	13639,2	13640,9
$5_{23} - 6_{16}$	29625	29522,7	29530,0
$4_{23} - 3_{31}$	23015	22850,9	22856,3
$6_{34} - 5_{41}$	26268	26082,7	26071,3
$6_{33} - 5_{42}$	26072	25877,4	25873,3
$4_{23} - 3_{30}$	24058	23895,1	23899,8

Эффективные вращательные постоянные и моменты инерции молекулы $\text{CH}_3\text{CD}_2\text{OH}$ Таблица 3

Параметры	Полученные из эксперимента	Вычисленные из структуры
A	26672,43 мгц	26783,24 мгц
B	9081,79 мгц	9113,59 мгц
C	7773,92 мгц	7802,98 мгц
μ	-0,86159	-0,861894
Ia	18,9533 аем $\text{\AA}^2$	18,8749 аем $\text{\AA}^2$
Ib	55,6642 аем $\text{\AA}^2$	55,4700 аем $\text{\AA}^2$
Ic	65,0291 аем $\text{\AA}^2$	67,7869 аем $\text{\AA}^2$

Как видно из таблицы, значения частот, полученные из расчета и эксперимента, достаточно хорошо согласуются, если не считать небольших расхождений, вызванных, по-видимому, пренебрежением эффекта нежесткости молекул.

ЛИТЕРАТУРА

- Иманов Л. М., Абдурахманов А. А. Изв. АН Азерб. ССР*, 1963, № 6.
- Иманов Л. М., Каджар Ч. О. Изв. АН Азерб. ССР*, 1962, № 4.

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

$\text{CH}_3\text{CD}_2\text{OH}$ молекулунун микродалгадакы фырланма спектри

ХҮЛАСЭ

$\text{CH}_3\text{CD}_2\text{OH}$ молекулунун фырланма спектри електрик молекуллар модулјасија үсулу илэ ишлэјэн радиоспектрометрдэ 13÷30 кмг/с тезлик диапазонунда тэдгиг олуңмушдур. Q, P, R будагларына аид олан

сыра кечидләр ујғунлашдырылмыш вә молекулун эффектив фырланма сабитлери үчүн ашағыдакы гијмәтләр алынмышдыр:

$$A = 26672,43 \text{ мггс}, B = 9081,79 \text{ мггс}, C = 7773,92 \text{ мггс}.$$

Мәгаләдә $\text{CH}_3\text{CD}_2\text{OH}$ молекулунун $13\div 30 \text{ кмггс}$ тезлик диапазонундакы спектри дә верилір.

Г. А. АХУНДОВ, Г. Б. АБДУЛЛАЕВ, Г. Д. ГУСЕЙНОВ, Р. Ф. МЕХТИЕВ,
М. Х. АЛИЕВА, Э. С. ГУСЕЙНОВА и И. А. ГАСАНОВА

ПОЛУПРОВОДНИКИ $A^{III}B^{VI}$

Полупроводники $A^{III}B^{VI}$ кристаллизуются в слоистых или цепочечных структурах и содержат девять валентных электронов в каждой молекуле [1]. Связь в слоях и цепочках преимущественно ковалентная, а между слоями и цепочками ван-дер-ваальсовая. Расчетные данные энергетического спектра этих соединений отсутствуют, а имеющиеся экспериментальные исследования недостаточны для понимания структуры зон. Нами получены и исследованы монокристаллы GaS, GaSe, GaTe, InSe, TlSe. Эти полупроводники обладают рядом специфических свойств. Некоторые из них оказались высоко фоточувствительными, в TlSe обнаружено увлечение электронов и дырок фононами, подвижность электронов в InSe возрастает как T^{+6} [2], при низких температурах край собственного поглощения халькогенидов галлия имеет линейчатую структуру (3—4), с крупных монокристаллов легко скалываются весьма тонкие монокристаллические слои или цепочки.

Введением примесей Sn, Ge или Si получены монокристаллы n -TlSe и компенсированные GaSe, InSe. На основе n -TlSe были изготовлены точечные диоды и изучены их свойства при различных температурах (5).

Монокристаллы GaS, GaSe, InSe — интересные объекты для исследования явления инжекции, люминесценции, электролюминесценции и пр.

В данной работе приводятся результаты исследований электрических, фотоэлектрических и оптических свойств монокристаллов GaS, GaSe, GaTe, InSe и TlSe.

Монокристаллы p -и n -TlSe диаметром 15 мм и длиной 80 мм были получены методом горизонтальной или вертикальной зонной плавки [6—7]. Методом медленного охлаждения при постоянном температурном градиенте (8) выращивались монокристаллы GaS, GaSe, GaTe и InSe диаметром 12 мм и длиной 50 мм.

Электрические свойства

Хотя нами изучены электрические свойства ряда соединений $A^{III}B^{VI}$, здесь мы останавливаемся на TlSe.

На рис. 1 представлена температурная зависимость электропроводности σ (а) и постоянной Холла R (б) пяти отожженных монокристаллов p -TlSe с различными концентрациями примесей в интервале $80^\circ + 570^\circ\text{K}$

по оси [001]. Кристаллы, характеризующиеся кривыми 1—5, имели концентрации примесей $10^{18} \div 6,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Вычислена температурная зависимость холловской подвижности дырок μ_p в тех же кристаллах p -TlSe. При достаточно высоких температурах, примерно $\mu_p \sim T^{-3/2}$, что указывает на рассеяние носителей заряда

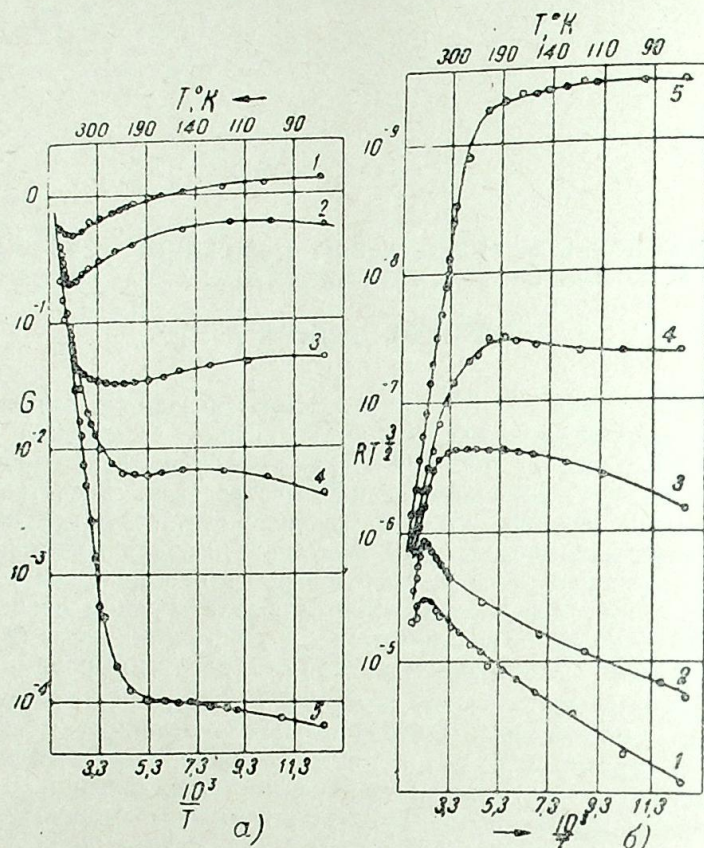


Рис. 1.

Температурная зависимость электропроводности (а) и постоянной Холла (б) TlSe

на акустических колебаниях. Причем, с уменьшением концентрации примесей область фоновонного рассеяния расширяется и при концентрации $6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ охватывает почти всю область измерения.

В широком диапазоне концентрации носителей и температур исследована и термоэдс (α) монокристаллов TlSe. Построена температурная зависимость (α) для девяти образцов p - и n -TlSe в интервале $80 \div 570^\circ\text{K}$ (рис. 2). Кристаллы 1—6 из них с концентрациями примесей $6,5 \cdot 10^{17}$, $6 \cdot 10^{16}$, $9 \cdot 10^{15}$, $5 \cdot 10^{14}$, $2 \cdot 10^{14}$ и $6,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ имели p -проводимость. α для указанных образцов остается положительными также в области собственной проводимости и уменьшается лишь по абсолютной величине с повышением температуры. Остальные три образца (кривые 7—9), имеющие концентрации при 300°K $6,8 \cdot 10^{14}$, $2,6 \cdot 10^{15}$ и $8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, обладали n -проводимостью. Область собственной проводимости в измеряемом интервале температур достигалась лишь для одного из образцов n -TlSe, у которого и наблюдалась инверсия знака

Особый интерес представляет область низких температур, где у некоторых образцов n - и p -TlSe, обладающих сравнительно малой концентрацией носителей тока, начиная от 160°K , с понижением температуры α сильно возрастает по абсолютной величине до значений ($2 \div 7 \text{ мВ/град}$), намного превосходящих предсказания обычной электронной теории. Это мы объясняем наличием эффекта увлечения носителей тока фононами. При определении температурной зависимости фоновонной части термоэдс α_f использовалось аддитивное соотношение $\alpha = \alpha_s + \alpha_f$, так как концентрация носителей тока в этих образцах достаточно мала, чтобы пренебречь их рассеивающим действием на фононы. Значения диффузионной составляющей α_s определены при этом экстраполяцией кривой температурной зависимости общей термоэдс выше 160°K на основании экспериментальных данных коэффициента Холла по формуле:

$$\alpha_s = \frac{\kappa}{e} \left[\ln RT^{3/2} - 9,6 \right].$$

Таким образом, установлено, что с появлением эффекта увлечения температурная зависимость α_f усиливается с $T^{-1,4}$ на $T^{-3,3}$ с понижением температуры, что соответствует изменению температуры зависимости времени релаксации акустических фононов τ_f с $T^{-1,9}$ на $T^{-3,8}$ при учете $\tau \sim T^{-3/2}$. Легко убедиться, что указанная зависимость находится в хорошем согласии с теорией эффекта увлечения носителей тока фононами для полупроводников с тетрагональной симметрией [9]. Действительно, согласно данной теории, если случайного пересечения колебательных ветвей не происходит на плоскости $\kappa_x = 0$ ($\kappa_y = 0$), то для тетрагонального кристалла зависимость времени релаксации продольных акустических фононов τ_f от температуры (T) и

$$\text{квазиимпульса } (q) \text{ имеет вид: } \tau_f = \frac{h^2 \omega_3^2 P}{\kappa^2} q^{-2} T^{-3}. \text{ Учитывая, что}$$

$$\text{квазиимпульс основной части длинноволновых фононов } q = \frac{(2m^* \kappa T)^{1/2}}{h^*}$$

для кристаллов с тетрагональной структурой получим

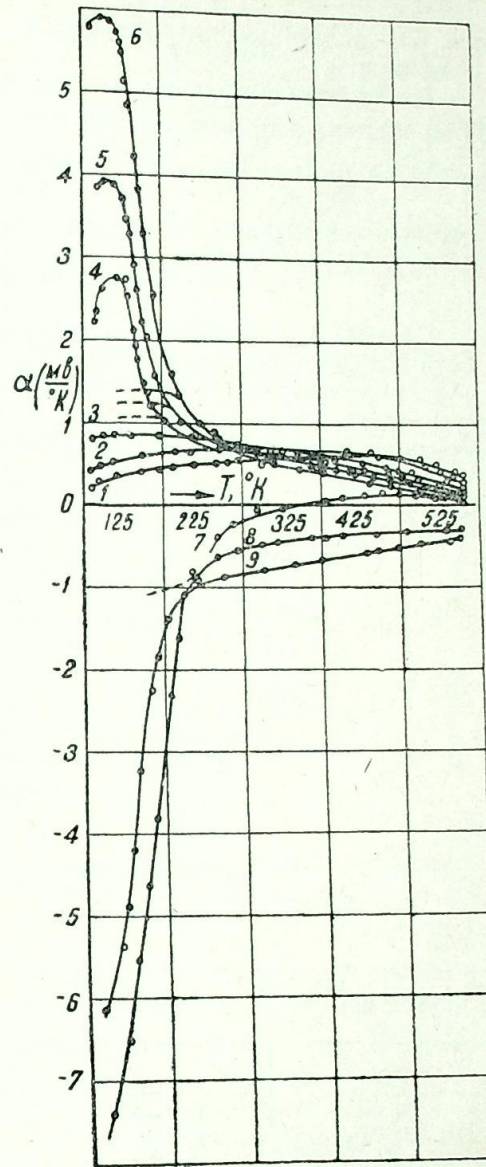


Рис. 2.

Зависимость коэффициента термоэдс TlSe от температуры.

$$\tau_{\phi} = \frac{h^4 \sigma_3 \rho}{2 m^* \kappa^3} T^{-4} \sim T^{-4},$$

что, как видно, достаточно близко к наблюдаемой на эксперименте зависимости.

Из экспериментальных данных определены основные параметры TlSe: ширина запрещенной зоны $\Delta E = 0,57 - 3,9 \cdot 10^{-3}$ эв/град, отношения подвижностей $b = \frac{\mu_n}{\mu_p} = 0,33$, эффективная масса плотности состояний электронов $m_n^* = 0,3 m_0$ и дырок $m_p^* = 0,6 m_0$.

Фотоэлектрические свойства

На рис. 3 показаны спектральные распределения фотопроводимости для пяти соединений при 300°K. Величина ширины запрещенной зоны указанных соединений, вычисленная по $\lambda_{1/2}$, приведена в табл. 1. Были исследованы спектральные и люксамперные характеристики полученных монокристаллов при различных температурах.

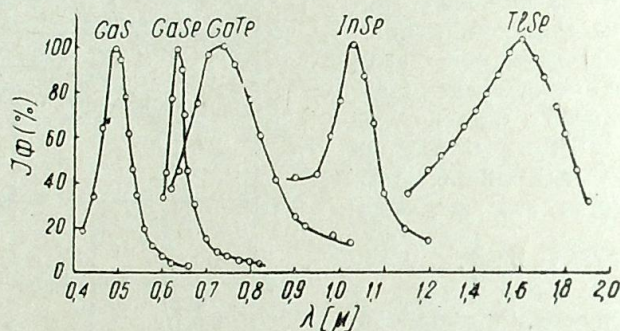


Рис. 3.
Спектральное распределение фотопроводимости при 300°K.

Таблица 1

Кристаллы	ρ ом·см	$\sigma E_{от}$ (эв)	σE_{ϕ} (эв)
GaS	$10^{10} - 10^{11}$	2,53	2,38
GaSe	$10^2 - 10^4$	1,97	1,93
GaTe	$4 \cdot 10^3$	1,67	1,5
InSe	$2 \cdot 10^2$	1,2	1,2
TlSe	1—40	0,7	0,67

Экспериментально изучена кинетика собственной фотопроводимости монокристаллов GaSe и TlSe. Обнаружено, что релаксационные кривые состоят из двух компонентов: „медленного“ и „быстрого“.

На рис. 4 показаны люксамперная зависимость амплитуды полного фототока (кривые 1), медленной (кривые 2) и быстрой составляющих (кривые 3) для GaSe (а) и TlSe (б). С увеличением интенсивности света амплитуда медленной составляющей возрастает нелинейно, достигая насыщения, тогда как быстрая составляющая увеличивается приблизительно линейно. По мере увеличения интенсивности постоянной подсветки медленная составляющая уменьшается и, наконец, исчезает.

Температурные зависимости постоянной времени медленной составляющей спада фотопроводимости для GaSe (а) и TlSe (б) представлены на рис. 5 а и б, соответственно.

Как видно, для обоих кристаллов постоянная времени спада медленной составляющей при низких температурах меняется незначительно, а при высоких экспоненциально уменьшается с ростом температуры. В условиях опыта величина постоянной времени спада не зависела от интенсивности света и подсветки.

Приведенные выше закономерности хорошо объясняются на основе модели с одним „насыщающимся“ уровнем однократного прилипания (с учетом рекомбинации через них). Соответствующие расчеты этой модели показывают, что постоянная времени спада выражается формулой:

$$\tau_{\phi} = \frac{1}{\gamma_n N_{cm} + \gamma_p p_0},$$

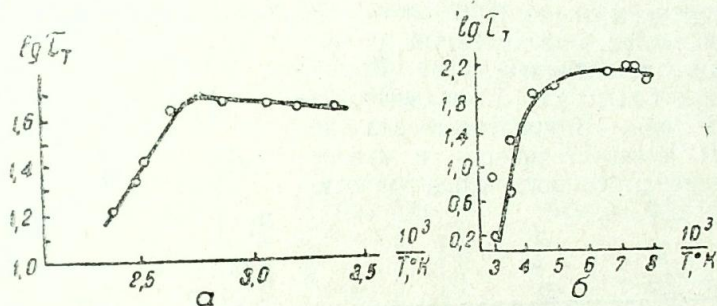


Рис. 5.

Температурная зависимость постоянной времени спада фотопроводимости.

где γ_n , γ_p — соответственно коэффициенты захвата электрона и дырки на уровне прилипания; p_0 — равновесная концентрация дырок в валентной зоне; $N_{cm} = N_c e^{-\Delta E_m / kT}$ (N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости); ΔE_m — глубина залегания уровня прилипания.

Из формулы следует, что при низких температурах ($\gamma_n N_{cm} \ll \gamma_p p_0$) интенсивность тепловых забросов мала и постоянная времени спада определяется единственным процессом — рекомбинацией захваченных на уровне прилипания электронов с равновесными дырками валентной зоны — и поэтому меняется незначительно (на этом температурном участке p_0 слабо зависела от температуры). Напротив, в области „высоких“ температур (когда $\gamma_n N_{cm} \gg \gamma_p p_0$) интенсивность тепловых забросов электронов с уровней в зону проводимости значительно превышает прямую рекомбинацию этих электронов со свободными дырками и постоянная времени экспоненциально уменьшается с ростом температуры.

Сопоставлением полученных формул с экспериментальными зависимостями определены параметры уровней прилипания для обоих соединений (табл. 2).

Таблица 2

Кристаллы	Глубина залегания уровней, эв	Эффективное сечение захвата для электронов, см ²	Эффективное сечение захвата для дырок, см ²	Концентрация уровней, см ⁻³
GaSe	0,32	$4 \cdot 10^{-23}$	$1,5 \cdot 10^{-25}$	$2 \cdot 10^{13}$
TlSe	0,15	$4 \cdot 10^{-15}$	$3 \cdot 10^{-21}$	$1 \div 5 \cdot 10^{11}$

Исследован спектр примесной фотопроводимости монокристаллов селенида галлия и обнаружена значительная fotocувствительность в области до трех микрон (рис. 6), определенная наличием трех типов „эмиттерных“ уровней, расположенных на 0,4; 0,56; и 0,71 эв от потолка валентной зоны [10].

Наличие трех примесных уровней подтверждено результатами по исследованию кинетики примесной фотопроводимости; при возбуждении светом с длиной волн 1,5; 1,9; и 2,2 мк получаются релаксационные кривые, состоящие, соответственно, из трех, двух и одной экспоненты, которые однозначно соответствуют наличию трех разных эмиттерных уровней.

Из полученных монокристаллов InSe для измерений было взято две серии образцов: низкоомные с удельным сопротивлением, измеренным вдоль слоев, около 200 ом·см и высокоомные с удельным сопротивлением около 10000 ом·см. Знак носителей тока в исследуемых кристаллах, определенный по термоэдс, оказался отрицательным. Все образцы имели высокую fotocувствительность. В табл. 3 приведены значения удельной чувствительности и кратности изменения сопротивления при освещенности 200 лк.

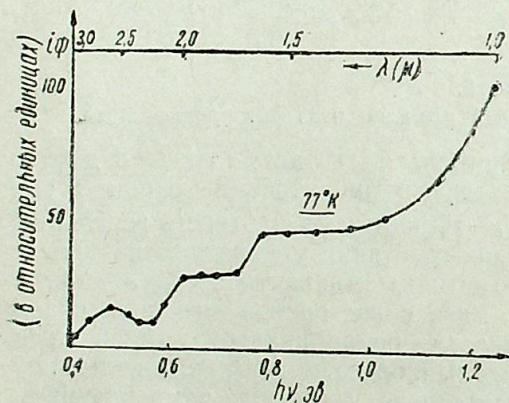


Рис. 6.

Спектральная зависимость фотопроводимости GaSe в области примесного поглощения.

Спектральное распределение фотопроводимости InSe представлено на рис. 7. Кривая 1 относится к низкоомным образцам, кривая 2—к высокоомным, кривая 3—к тем же высокоомным образцам после длительного выдерживания в темноте. Низкоомные образцы имеют

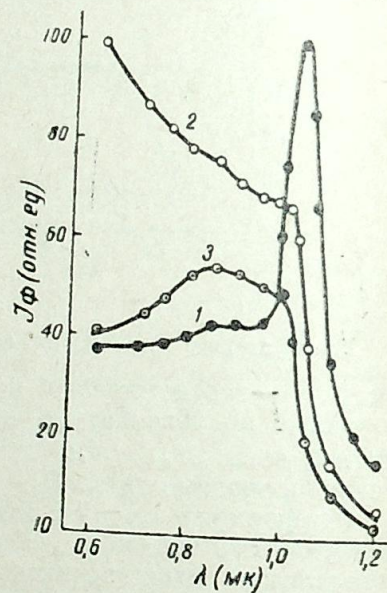


Рис. 7

Спектральное распределение фотопроводимости InSe:

1—в низкоомном образце; 2—в высокоомном образце; 3—в высокоомном образце после длительного выдерживания в темноте.

Таблица 3

Образцы	ом·см	$K \frac{\text{мкА}}{\text{люмен·вольт}}$	$\frac{R_T}{R_c}$
Низкоомные	200	63000	3,5
Высокоомные	10 ⁴	52000	15

резко выраженный максимум около 1,025 мк. Для высокоомных образцов, как видно из рис. 6, на спектральное распределение фотопроводимости влияет их предварительная засветка. Длительное время выдержанные в темноте образцы имеют нерезкий максимум около 0,85 мк. Засветка образца приводит не только к общему росту фототока, но и изменяет его спектральное распределение. Наблюдается преимущественный рост фототока в коротковолновой области при $\lambda = 0,8$ мк.

Изменение спектра фотопроводимости обратимо. При засветке кристаллов, длительное время выдержанных в темноте, их спектральная характеристика соответствует кривой 2. Увеличение фотопроводимости в высокоомных образцах при засветке связано, вероятно, с большой концентрацией центров захвата для электронов. При засветке центры захвата заполняются электронами, что приводит к росту фотопроводимости при последующем возбуждении. Преимущественный рост фототока в глубине полосы поглощения ($\lambda < 0,8$ мк) может быть объяснен тем, что заполнение центров захвата при белой засветке происходит в основном вблизи поверхности образца. В этих опытах влияние измерительного света было исключено, так как между отдельными измерениями образцы длительное время находились в темноте.

Значение ширины запрещенной зоны, вычисленное по $\lambda_{1/2}$, составляет 1,2 эв для высокоомных и 1,17 эв для низкоомных образцов.

Люксамперные характеристики для низкоомных образцов подчиняются закону $I_\phi = A\Phi^n$, где $n = 0,4 \div 0,5$ при освещенностях $10 \div 1000$ лк. А для высокоомных образцов при освещенностях 200 лк люксамперная зависимость описывается выражением $I_\phi = A\Phi^{0,5-0,6}$, а для $\Phi > 200$ лк $I_\phi = A\Phi^{0,9}$.

Спектральный ход коэффициента поглощения определялся по спектрам пропускания света слоями разной толщины. По краю собственного поглощения для монокристаллов InSe для

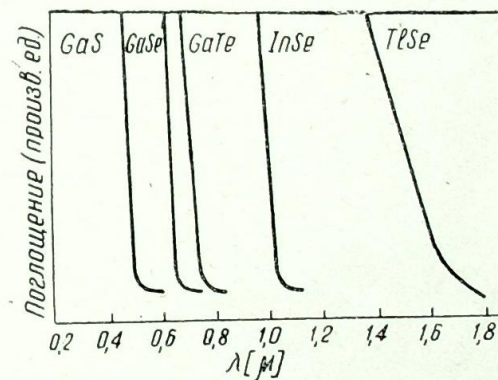


Рис. 8

Спектр собственного поглощения при 300°K.

ширины запрещенной зоны получаем 1,2 эв, что согласуется со значением, полученным по фотопроводимости.

На рис. 8 представлены кривые собственных поглощений для пяти кристаллов A^{III}B^{VI} при 300°K. Ширина запрещенных зон, найденных по кривым из рис. 7, показана в табл. 1.

По температурной зависимости края поглощения в интервале 300 ÷ 580°K были определены температурные коэффициенты ширины запрещенной зоны для GaS и GaSe $-7,2 \cdot 10^{-4}$ и $8 \cdot 10^{-4}$ эв/град, соответственно.

При облучении электронами с энергией 60 кэв при комнатной температуре в монокристаллах GaS, GaSe, ZnSe и GaTe наблюдается свечение в желтой, оранжево-красной, красной и темно-красной областях спектра соответственно.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить проф. Д. Н. Наследова и проф. С. М. Рывкина за обсуждение результатов и ценные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fielding P., Fischer G. and Mooser E. J. Phys. chem. Solids, 8, 1959.
2. Mori S. J. Phys. Soc. Japan, 18, 1963.
3. Гросс Е. Ф. и др. Оптика и спектроскопия, т. VI, № 4, 1959.
4. Fisher G. Helv. Phys. acta, 36, № 3, 1963.
5. Ахундов Г. А., Абдуллаев Г. Б., ДАН Азерб. ССР, т. 18, № 4, 1962.
6. Ахундов Г. А., Абдуллаев Г. Б., Гусейнов Г. Д. ФТТ, т. 2, 1960.
7. Гусейнов Г. Д., Ахундов Г. А., Абдуллаев Г. В. ФТТ, т. 4, 1962.
8. Мехтиев Р. Ф., Абдуллаев Г. Б., Ахундов Г. А. ДАН Азерб. ССР, т. 18, № 1, 1962.
9. Гашидзе Ф. М. ФТТ, т. 5, 1963.
10. Мехтиев Р. Ф., Парицкий Л. Г., Рывкин С. М. ФТТ, т. 5, 1963.

Г. Э. Ахундов, Г. Б. Абдуллаев, Г. Ч. Гусейнов, Р. Ф. Мехтиев,
М. Х. Элијева, Е. С. Гусейнова и Н. А. Насанова

A^{III} B^{VI} жарымкечиричиләри

ХУЛАСЭ

Мәгалә A^{III}B^{VI} жарымкечиричи монокристалларынын електрик, фотоелектрик вә оптик хассәләринә һәср олунмуш, алынмыш нәтичәләр график вә чәдвәл шәклиндә верилмишдир.

Г. Ф. СУЛТАНОВ

РАСПАД ПЕРВИЧНОГО КРУПНОГО ТЕЛА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ЕГО ОРБИТЫ

В многочисленных космогонических гипотезах, начиная с гипотез Канта и Лапласа и кончая современными, редко достаточно подробно рассматривается вопрос о происхождении астероидов, иногда его вовсе опускают.

Первой попыткой объяснить происхождение астероидов была гипотеза Ольберса, согласно которой астероиды произошли от распада большой планеты, находившейся между орбитами Марса и Юпитера. С тех пор предлагались различные гипотезы о происхождении астероидов, часть которых представляет собой дальнейшее развитие гипотезы Ольберса, а другая часть связана с общими космогоническими гипотезами о происхождении солнечной системы.

Не прибегая к дальнейшим подробностям, часто приходят к мнению, что астероиды происходят в результате последовательных распадов более крупных тел.

По мнению одной группы ученых, эти крупные тела являются первичными осколками гипотетической планеты, тогда как другие считают, что они представляют собой неаккумулировавшиеся тела, возникшие на первом этапе эволюции протопланетного газо-пылевого облака.

Даже независимо от того, каким путем образовались первичные крупные тела, для решения проблемы происхождения астероидов имеет важное значение выяснение статистических закономерностей астероидов и объяснение этих закономерностей с анализом схемы распада первичных крупных тел.

С этой целью на протяжении ряда лет в ШАО АН Азербайджанской ССР ведутся исследования, посвященные разработке схемы распада первичных крупных тел, изучению распределения их осколков и выявлению эмпирических закономерностей в распределениях астероидов.

Предполагается, что первичные крупные тела, двигаясь вокруг Солнца по эллиптической орбите, распались на мелкие осколки в момент, когда находились на перигелии.

Интегралы площадей и энергии задачи двух тел (Солнце—осколок первичных крупных тел) имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \sqrt{p} \sin i \sin \Omega &= I \\ \sqrt{p} \sin i \cos \Omega &= II \\ \sqrt{p} \cos i &= III \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$W^2(1 + 2n \cos \theta + n^2) = \kappa^2 \left(\frac{2}{R} - \frac{1}{a} \right). \quad (2)$$

где

$$\left. \begin{aligned} I &= \sqrt{a_0(1-e_0^2)} [\sin i_0 \sin \varrho_0 + n(B_0 \sin \beta - C_0 \cos \beta \sin \lambda)] \\ II &= \sqrt{a_0(1-e_0^2)} [\sin i_0 \cos \varrho_0 + n(A_0 \sin \beta - C_0 \cos \beta \cos \lambda)] \\ III &= \sqrt{a_0(1-e_0^2)} [\cos i_0 + n(A_0 \sin \lambda - B_0 \cos \lambda) \cos \beta] \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$$\cos \theta = (A_w \cos \lambda + B_w \sin \lambda) \cos \beta + C_w \sin \beta, \quad (4)$$

$$RW = \kappa \sqrt{a_0(1-e_0^2)}, \quad (5)$$

$$\left. \begin{aligned} A_w &= -(\sin u_0 \cos \omega_0 + \cos u_0 \sin \omega_0 \cos C_0) \\ B_w &= (-\sin u_0 \sin \omega_0 + \cos u_0 \cos \omega_0 \cos i_0) \\ C_w &= \sin i_0 \cos u_0 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

$$n = \frac{v}{w}. \quad (7)$$

Подставляя (3) в (1), легко получаем:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} \varrho &= \frac{\sin i_0 \sin \omega_0 + n(B_0 \sin \beta - C_0 \cos \beta \sin \lambda)}{\sin i_0 \cos \omega_0 + n(A_0 \sin \beta - C_0 \cos \beta \cos \lambda)} \\ \operatorname{tg} i &= \frac{\sqrt{I^2 + II^2}}{III} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

$$\text{Принимая во внимание, что } W = \frac{\kappa}{\sqrt{a_0}} \sqrt{\frac{1+e_0}{1-e_0}}$$

и

$$R_0 = a_0(1-e_0),$$

соотношения (2) и (3) дают:

$$a = \frac{a_0(1-e_0)}{(1-e_0) - (1+e_0)(2n \cos \theta + n^2)} \quad (9)$$

При известном соотношении $p = a(1-e^2)$ и из (1) и (9) легко получим

$$e^2 = 1 - [(1-e_0) - (1+e_0)(2n \cos \theta + n^2)] \frac{I^2 + II^2 + III^2}{a_0(1-e_0)}. \quad (10)$$

Легко можно показать, что функция a , определяемая формулой (9), имеет: максимум при

$$\left. \begin{aligned} \sin \beta &= C_w & \cos \beta &= \sqrt{A_w^2 + B_w^2} \\ \sin \lambda &= \frac{B_w}{\sqrt{A_w^2 + B_w^2}} & \cos \lambda &= \frac{A_w}{\sqrt{A_w^2 + B_w^2}} \\ \sin \beta &= C_w & \cos \beta &= -\sqrt{A_w^2 + B_w^2} \\ \sin \lambda &= -\frac{B_w}{\sqrt{A_w^2 + B_w^2}} & \cos \lambda &= -\frac{A_w}{\sqrt{A_w^2 + B_w^2}} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

минимум при

$$\left. \begin{aligned} \sin \beta &= -C_w & \cos \beta &= -\sqrt{A_w^2 + B_w^2} \\ \sin \lambda &= \frac{B_w}{\sqrt{A_w^2 + B_w^2}} & \cos \lambda &= \frac{A_w}{\sqrt{A_w^2 + B_w^2}} \\ \sin \beta &= -C_w & \cos \beta &= \sqrt{A_w^2 + B_w^2} \\ \sin \lambda &= -\frac{B_w}{\sqrt{A_w^2 + B_w^2}} & \cos \lambda &= -\frac{A_w}{\sqrt{A_w^2 + B_w^2}} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Тогда легко вычислим:

$$a_{\max} = \frac{a_0(1-e_0)}{(1-e_0) - (1+e_0)(2n + n^2)}, \quad (13)$$

$$a_{\min} = \frac{a_0(1-e_0)}{(1-e_0) - (1+e_0)(n^2 - 2n)}. \quad (14)$$

Не трудно убедиться в том, что функция e , определяемая формулой (10), имеет:

максимум при (11) и минимум при (12),

т. е.

$$e_{\max} = (1+e_0)(1+n)^2 - 1, \quad (15)$$

$$e_{\min} = 1 - (1+e_0)(1-n)^2. \quad (16)$$

Момент количества движения вторичных осколков относительно перпендикуляра к плоскости орбиты Юпитера определяется:

$$N = N_0 + \kappa \sqrt{a_0(1-e_0^2)} \cdot n \{ C_N \sin \beta + (B_N \sin \lambda + A_N \cos \lambda) \cos \beta \}, \quad (17)$$

где

$$N_0 = \kappa \sqrt{a_0(1-e_0^2)} [\cos i_0 \cos i_j + \sin i_0 \sin i_j \cos (\varrho_0 - \varrho_j)], \quad (18)$$

$$C_N = (B_0 \sin \varrho_j + A_0 \cos i_j) \sin i_j \quad (19)$$

$$B_N = (A_0 \cos i_j - C_0 \sin i_j \sin \varrho_0)$$

$$A_N = -(B_0 \cos i_j + C_0 \sin i_j \cos \omega_0)$$

Функция N , определяемая формулой (17), имеет: максимум при (11), если A_w, B_w, C_w будет заменено A_N, B_N, C_N ; минимум при (12), если A_w, B_w, C_w будет заменено A_N, B_N, C_N .

Вычислением получим:

$$N_{\max} = N - \kappa n \sqrt{a_0(1-e_0^2)}, \quad (20)$$

$$N_{\min} = N_0 - \kappa n \sqrt{a_0(1-e_0^2)}. \quad (21)$$

Квазиконстанты интеграла Якоби определяются формулой:

$$h = h_0 + \frac{\kappa}{\sqrt{a_0}} \sqrt{\frac{1+e_0}{1-e_0}} n \{ C_h \sin \beta + (B_h \sin \lambda + A_h \cos \lambda) \cos \beta \} + \frac{1}{2} \frac{\kappa^2}{a_0} \frac{1+e_0}{1-e_0} n^2, \quad (22)$$

где

$$h_0 = -\kappa^2 \left(\frac{1}{2a_0} + \frac{v_j}{\kappa} \sqrt{a_0} \cos i_0 \right); \quad (23)$$

$$\left. \begin{aligned} C_h &= \frac{\kappa}{\sqrt{a_0}} C_w - a_0 \nu_j C_N \\ B_h &= \frac{\kappa}{\sqrt{a_0}} B_w - a_0 \nu_j B_N \\ A &= \frac{\kappa}{\sqrt{a_0}} A_w - a_0 \nu_j A_N \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Квазиконстанты интегралов Якоби имеют максимумы и минимумы в точках (11) и (12) при условии, если в них A_w , B_w , C_w будут заменены на A_h , B_h , C_w .

Тогда

$$h_{\max} = h_0 + \frac{\kappa}{\sqrt{a_0}} \sqrt{\frac{1+e_0}{1-e_0}} n + \frac{1}{2} \frac{\kappa^2(1+e_0)}{a_0(1-e_0)} n^2, \quad (25)$$

$$h_{\min} = h_0 - \frac{\kappa}{a_0} \sqrt{\frac{1+e_0}{1-e_0}} + \frac{1}{2} \frac{\kappa^2(1+e_0)}{a_0(1-e_0)} n^2. \quad (26)$$

Элементы орбит первичных крупных тел легко определяются, если значения максимумов и минимумов элементов орбиты вторичных осколков будут приняты за элементы орбит астероидов, входящих в семейство выявленных автором, иными словами при известных $a_{\min}$, $a_{\max}$; $e_{\min}$, $e_{\max}$; $N_{\min}$, $N_{\max}$; $h_{\min}$, $h_{\max}$ можно определить e_0 , a_0 , i_0 , φ_0 и n_0 .

Из (15) и (16)

$$\text{получим: } n = \frac{\sqrt{1+e_{\max}} - \sqrt{1-e_{\min}}}{\sqrt{1+e_{\max}} + \sqrt{1-e_{\min}}}, \quad (27)$$

$$e_0 = 1 - \frac{(\sqrt{1+e_{\max}} + \sqrt{1-e_{\min}})^2}{4}. \quad (28)$$

Принимая во внимание (27) и (28), легко можно получить из (13) и (14):

$$a_0 = \frac{4(e_{\min} + e_{\max})}{\left(\frac{1}{a_{\min}} - \frac{1}{a_{\max}}\right) [8 - (\sqrt{1+e_{\max}} + \sqrt{1-e_{\min}})^2]}. \quad (29)$$

Из (23), (25) и (26)

$$\cos i_0 = -\frac{1}{\kappa \nu_j \sqrt{a_0}} \left[\frac{h_{\min} + h_{\max}}{2} + \frac{\kappa^2(1-e_0) - (1+e)n^2}{2a_0(1-e_0)} \right]. \quad (30)$$

Из (18), (20) и (21)

$$\cos i_0 \cos i_j + \sin i_0 \sin i_j \cos(\varphi_0 - \varphi_j) = \frac{N_{\min} + N_{\max}}{2\kappa \sqrt{a_0(1-e_0^2)}}. \quad (31)$$

Подставляя значения i_0 из (30), a_0 из (29), e_0 из (28), легко можно вычислить значения φ_0 .

Как видно, нам удалось определить формы (a_0, e_0) орбиты первичного крупного тела и положение (i_0, φ_0) ее плоскости.

Одновременно показано, что орбиты вторичных осколков пересекаются с орбитой первичного крупного тела в разных точках и находятся на разных плоскостях. Это дает повод предполагать, что причиной распада является не внутренняя, а внешняя сила.

Б. Ф. Султанов

Илк бөжүк көј чисминин парчаланмасы вэ онун орбит элементлэринин тэ'јини

ХҮЛАСЭ

Кичик планетлэрин мэншэјинин тэдгигинэ аид бир чох гипотезлэр олмасына бахмајараг, бу күнэ гэдэр бу мәсэлэ һәлл едилмәмишдир.

Илк дэфэ Марс илә Јупитер планетлэри арасында бир нечэ бөјүк көј чисимлэри олмушдур. Бу чисимлэрин парчаланмасы нәтичәсиндә астероидлэрин әмәлә кәлмәсини сөјләмәк үчүн, һәр шәјдән әввәл, онларын орбит элементлэрини тэ'јин етмәк гаршыја гојулмушдур.

Илк бөјүк көј чисминин орбит элементлэрини тэ'јин етмәк мәгсәдилә онун гәлпәлэринин орбит элементлэри тэдгиг едилмишдир. Бу тэдгигатын нәтичәсиндә мүәллифин ајырдыгы астероид групплары ту-тушдурулараг, илк бөјүк көј чисминин орбит элементлэри тэ'јин олунмушдур.

Р. Э. ГУСЕЙНОВ

ХРОМОСФЕРНЫЕ ВСПЫШКИ КАК ЯВЛЕНИЕ ВЗРЫВНОГО ХАРАКТЕРА

По данным наблюдений, проводимых на хромосферно-фотосферном телескопе Шемахинской астрофизической обсерватории (ШАО) АН Азербайджанской ССР, получены некоторые важные сведения о хромосферных вспышках. Результаты изучения особенностей появления, развития и исчезновения наблюдаемых в ШАО хромосферных вспышек и связанных с ними других солнечных образований опубликованы в сообщениях и статьях [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7].

Одной из важных особенностей эволюции хромосферных вспышек является возникновение сверхгравитационных ускорений в движении вещества в фазе возгорания вспышек. Почти внезапное возникновение таких ускорений, как указывается в работе [8], требует практически мгновенного приложения силы, во много раз превышающей не только гравитацию, но и стационарные силы электромагнитной природы типа тех, которые возникают в магнитном поле над пятном. Подобный эффект можно было бы ожидать при очень сильном взрыве, сосредоточенном в малой области.

Очень короткая продолжительность промежутка от начала возникновения хромосферной вспышки до максимума ее яркости также говорит о взрывоподобном характере развития этого процесса [9].

Другим соображением, приводящим к мысли о взрывоподобном характере развития хромосферных вспышек, является синхронность изменения относительной интенсивности и высоты вспышки над лимбом, ибо такой факт наблюдений говорит о том, что явление сходно с ударной волной, причиной образования и распространения которой может являться сильный взрыв, сосредоточенный в малой области [10, 11, 12].

Однако, как показывают некоторые динамические особенности развития хромосферных вспышек и количественное сравнение скорости нарастания расстояния фронта от центра взрыва со временем для вспышки и для ядерных взрывов, приводящий к явлению хромосферных вспышек взрыв не может быть рассмотрен с точки зрения простого ядерного взрыва в земной атмосфере.

Факты наблюдений говорят о том, что вспышки, если их уподоблять взрыву, разделяются на две группы: у первой зависимость параметра $\lg \frac{R}{R_0}$ от логарифма времени практически прямолинейна, у вторых она сильно отклоняется от прямой линии и показывает задержки

Р. Э. ГУСЕЙНОВ

ХРОМОСФЕРНЫЕ ВСПЫШКИ КАК ЯВЛЕНИЕ ВЗРЫВНОГО ХАРАКТЕРА

По данным наблюдений, проводимых на хромосферно-фотосферном телескопе Шемахинской астрофизической обсерватории (ШАО) АН Азербайджанской ССР, получены некоторые важные сведения о хромосферных вспышках. Результаты изучения особенностей появления, развития и исчезновения наблюдаемых в ШАО хромосферных вспышек и связанных с ними других солнечных образований опубликованы в сообщениях и статьях [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7].

Одной из важных особенностей эволюции хромосферных вспышек является возникновение сверхгравитационных ускорений в движении вещества в фазе возгорания вспышек. Почти внезапное возникновение таких ускорений, как указывается в работе [8], требует практически мгновенного приложения силы, во много раз превышающей не только гравитацию, но и стационарные силы электромагнитной природы типа тех, которые возникают в магнитном поле над пятном. Подобный эффект можно было бы ожидать при очень сильном взрыве, сосредоточенном в малой области.

Очень короткая продолжительность промежутка от начала возникновения хромосферной вспышки до максимума ее яркости также говорит о взрывоподобном характере развития этого процесса [9].

Другим соображением, приводящим к мысли о взрывоподобном характере развития хромосферных вспышек, является синхронность изменения относительной интенсивности и высоты вспышки над лимбом, ибо такой факт наблюдений говорит о том, что явление сходно с ударной волной, причиной образования и распространения которой может являться сильный взрыв, сосредоточенный в малой области [10, 11, 12].

Однако, как показывают некоторые динамические особенности развития хромосферных вспышек и количественное сравнение скорости нарастания расстояния фронта от центра взрыва со временем для вспышки и для ядерных взрывов, приводящий к явлению хромосферных вспышек взрыв не может быть рассмотрен с точки зрения простого ядерного взрыва в земной атмосфере.

Факты наблюдений говорят о том, что вспышки, если их уподоблять взрыву, разделяются на две группы: у первой зависимость пара-

метра $\lg \frac{R}{R_0}$ от логарифма времени практически прямолинейна, у вторых она сильно отклоняется от прямой линии и показывает задержки

и потери скорости при движении фронта (см. например, [8]). В $\lg \frac{R}{R_0}$, R —расстояние переднего фронта от некоторой фиксированной точки, скажем от основания—очага вспышки или от лимба, R_0 —его расстояние в некоторый начальный момент, скажем в момент, после которого начинается вытягивание. В этом случае у вспышек первого типа можно было бы представить себе движение фронта как автомодельное с выполнением соотношения $R \sim t^k$ и считать распределения физических параметров в области размером $\leq R$ подобными при любом R . Причем коэффициент k может принимать значения в широком интервале—от 0,5 до 2,0. Но при этом мы должны отказаться от подобия между взрывом, приводящим к явлению хромосферных вспышек, и ядерным взрывом в земной атмосфере в его простом виде.

Сравнение данных о зависимости $R(t)$ для ядерных взрывов, полученных Г. Тейлором [13], теоретическим и экспериментальным методами, с данными этой зависимости для хромосферных вспышек показывает, что рост $R(t)$ у вспышек происходит существенно быстрее, чем у атомного взрыва. Такое несоответствие может объясняться отсутствием подобия, которое нарушается и по той причине, что взрывоподобное движение вещества хромосферных вспышек большей частью обладает кумулятивностью, в то время как атомный взрыв в атмосфере дает расходящийся, почти сферический фронт ударной волны.

Изложенные различия между особенностями эволюции хромосферных вспышек, в частности с динамической точки зрения, и обычных ядерных взрывов, а также факт возвратного движения выступов во вспышках на лимбе делает невозможным объяснение явления вспышки, исходя только из соображений ядерного взрыва в земной атмосфере в его простом виде.

Нет сомнения, что различие физических условий в солнечной и земной атмосфере и сложность физических процессов в атмосфере Солнца делают необходимым рассмотреть взрывоподобное развитие хромосферных вспышек с учетом очень трудно учитываемых аргументов. Среди этих аргументов магнитные поля и их конфигурации в области возникновения хромосферных вспышек должны занимать решающее место.

Нами выдвигаются следующие предположения: хромосферные вспышки рассматриваются как явление взрывного характера; различие динамических особенностей хромосферных вспышек, представленное зависимостью $\lg \frac{R}{R_0}$ от логарифма времени может объясняться различием магнитных конфигураций; по этой же причине может быть объяснен широкий интервал значения коэффициента k ; кроме учета магнитных полей и их конфигураций, определенную роль должны сыграть теплопроводность и излучение.

В работах [11, 12] применена обычная теория о сильном точечном взрыве к хромосферным вспышкам. При этом рассмотрены разные виды симметрии и оценена кинетическая энергия ударной волны, исходя из данных наблюдений.

Расчеты, сделанные для вспышек разных мощностей, показывают, что кинетическая энергия взрыва 10^{27} — 10^{30} эрг. Оценка излучаемой каждой вспышкой энергии в наиболее сильных линиях H_α (с учетом энергии в линиях между λ 3300 и 11500 Å) и L_α водорода, λ 304 Å He II, а также в рентгене и непрерывном спектре показывает, что суммарная величина всех этих видов энергии всегда несколько больше, чем кинетическая энергия ударной волны, рассчитанной для данной вспышки. Считая, что учет корпускулярного и космического излу-

чения вспышки должен привести к увеличению общего количества излучаемой вспышкой за все время ее существования энергии, делается заключение, что если явление хромосферных вспышек—результат сильного взрыва, то одна кинетическая энергия взрыва недостаточна для компенсации энергии, расходуемой вспышкой во всех видах излучения. Поэтому общая энергия, выделяющаяся в результате взрыва, должна быть значительно (на 2—3 порядка) больше кинетической энергии ударной волны. Следовательно, если хромосферные вспышки—явление взрывного характера, то либо помимо кинетической энергии в результате сильного взрыва освобождаются энергии и в других видах (больших кинетических), либо кинетическая энергия, рассчитанная обычной теорией сильного точечного взрыва, получается заниженной.

Как известно, нет до конца разработанной теории о сильном точечном взрыве в плазме с учетом теплопроводности и излучения при неавтомодельном движении, тем не менее расчеты, произведенные исходя из общей теории о сильном точечном взрыве, все же приводят к некоторым правдоподобным результатам. Так, например, оценка температуры перед фронтом ударной волны в момент, соответствующий максимуму интенсивности вспышек, приводит к значению не больше чем $4 \cdot 10^4$ К. Это вполне возможный предел значения температуры перед фронтом выступа вспышки в фазе максимума яркости. Завышенное значение температуры перед фронтом выступа, которое получается для некоторых вспышек, может объясняться высвечиванием части энергии ударной волны в окружающее пространство. Такое высвечивание должно привести, в частности, к увеличению плотности энергии окружающего вспышки пространства, результатом которого может являться увеличение яркости флоккула, связанного с хромосферной вспышкой [14].

Представляет интерес оценка плотности кинетической энергии ударной волны. Для некоторых вспышек эта оценка ($2 \cdot 10^3$ эрг·см⁻³) хорошо согласуется с оценкой, сделанной на основании исследования возбуждения и ионизации водорода в хромосферных вспышках, из исследований непрерывной, нестационарной эмиссии вспышек и усов, а также исходя из представления о Пинч-эффекте [15, 16, 17]. Но наблюдаются хромосферные вспышки, для которых задача о сильном точечном взрыве дает значение скорости распространения ударной волны на один порядок меньше наблюдаемой скорости движения переднего фронта выступа. Такое несоответствие может быть объяснено, если исходить из соображений, выдвинутых в [8, 18]. Если происходит столкновение двух плоских ударных волн (вид симметрии не меняет оценки) под достаточно большим углом, а также падение ударной волны на плоскость под большими углами, то в полости между фронтами на оси симметрии образуется выступ (волн Маха), движущийся со скоростью, существенно большей, чем скорость самих ударных волн. Кстати, такой эффект может объяснить кумулятивность движения выступа вспышки и при отсутствии магнитного поля. Как отмечается в [8], если образование в атмосфере Солнца волны Маха является реальным, то изучение подобного явления в гидромагнетике откроет очень интересные возможности для объяснения многих явлений.

Вне зависимости от метода применения вопрос о промежуточных процессах, протекающих от момента взрыва до исчезновения хромосферной вспышки, является весьма сложным. Очевидно, что процесс излучения вспышкой энергии во всевозможных видах излучения и в частности процесс излучения в оптической (видимой) части спектра происходит не мгновенно, а некоторое время (иногда часами). Иначе нельзя было бы объяснить длительность явления хромосферной

вспышки. Следовательно, прежде чем превратиться в лучистую (и другую) энергию освобождающаяся энергия сильного взрыва должна пройти через какие-то промежуточные или переходные состояния, и наличие переходных состояний может вызвать длительность процесса излучения [9].

Одной из причин появления хромосферных вспышек и их проявлений могут являться релятивистские электроны, излучающие в локальных солнечных магнитных полях. В работе [19] нами рассмотрен вопрос о возможности применения теории „светящегося“ электрона к механизму генерации γ -излучения хромосферных вспышек. В этой работе показано, в частности, что обратный Комптон-эффект может быть возможным источником γ -излучения хромосферных вспышек, если концентрация электронов с энергией $\sim 10^{11}$ эв в области вспышки с линейными размерами $\sim 10^{10}$ см будет $\geq 10^5$ см $^{-3}$, что является маловероятным. Предполагается, что в результате сильного точечного взрыва часть электронов ускоряется до релятивистских. Показано, что если линейные размеры области таких электронов $\sim 10^7$ см и напряженность поля ~ 500 гс, то при энергии электронов 10^{10} эв их концентрация должна быть $\sim 10^2$ см $^{-3}$, а при 10^9 эв $\sim 10^4$ см $^{-3}$ для того, чтобы обеспечить наблюдаемый поток γ -лучей хромосферных вспышек у поверхности Земли. Полученные значения концентрации релятивистских электронов вполне приемлемы.

Другим промежуточным процессом может являться взаимодействие между релятивистскими электронами и атомами и ионами вещества хромосферной вспышки.

Ниже вкратце излагается постановка вопроса о возможности применения задачи о сильном точечном взрыве с учетом теплопроводности и излучения при сферичности симметрии и автомодельности движения к хромосферным вспышкам.

Известно, что если не учесть теплопроводность, то в задаче о сильном точечном взрыве при предположении сохранения энтропии в частице в возмущенной области температура в центре взрыва, независимо от времени, бесконечна (бесконечна и энтропия).

Л. И. Седовым [20] показано, что при учете теплопроводности температура в центре взрыва должна получиться конечной. Но им решена задача о сильном точечном взрыве в среде с переменной плотностью без учета теплопроводности в явном виде с помощью квадратур. Учет теплопроводности (даже при постоянной плотности) намного усложняет задачу, ибо в таком случае решение сводится к интегрированию системы трех нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений с особенностью в центре взрыва. Задача еще больше усложняется, если помимо теплопроводности учесть и зависимость начальной плотности от начальной координаты. Ибо в этом случае задача становится неавтомодельной и решение ее представляет определенные математические трудности. Однако оказывается, что если вместо сильного точечного взрыва рассматривать сильный взрыв внутри сферы произвольного конечного радиуса и если представить себе, что мгновенное выделение энергии происходит не в точке, а внутри такой сферы, то задача уже не будет автомодельной. Но решение ее при конечном радиусе сферы с возрастанием времени стремится к решению автомодельной задачи [21].

Нами рассмотрена задача о сильном точечном взрыве в условиях солнечной атмосферы (с постоянной адиабаты Пуассона $5/3$ и вероятным значением коэффициента теплопроводности) с учетом теплопроводности и излучения (при сферичности симметрии и автомодельности движения). Двухточечная краевая задача решена на быстродействующей

шей вычислительной машине в Вычислительном центре АН Азербайджанской ССР.

Результаты решения задачи позволяют оценить температуру в центре взрыва (в ядре вспышки), следить за ходом изменения безразмерных функций, представляющих собой отношения скорости, плотности, температуры и давления к их соответствующим значениям на ударной волне. Температура в центре взрыва (в ядре вспышки) для вспышек средней мощности (скорость распространения ударной волны $3 \cdot 10^7$ см·сек $^{-1}$), получается $9,4 \cdot 10^7$ К; для вспышек большой мощности (скорость распространения ударной волны $5 \cdot 10^7$ см·сек $^{-1}$) — $2,6 \cdot 10^8$ К. Как известно [17], при Пинч-эффекте плазма в условиях Солнца может нагреться до 10^7 К и вызвать термоядерные реакции, на что указывают некоторые спектроскопические данные (усиление линии D_α во вспышках и усах, образование в них частиц с энергией до $\sim 10^9$ эв и др.). При сравнении полученных нами значений температуры с температурой, полученной исходя из Пинч-эффекта, следует иметь в виду то обстоятельство, что температура в центре взрыва сильно зависит от времени ($\sim t^{-n}$, где $n = \frac{6}{5}$). Через 10 сек

после взрыва центральная температура должна быть для средних вспышек $\sim 6 \cdot 10^6$ К, а для сильных $\sim 1,6 \cdot 10^7$ К.

При больших температурах, развиваемых при сильных взрывах, световое давление должно играть определенную роль в начальном этапе распространения ударной волны.

Закон зависимости уменьшения центральной температуры со временем при учете теплопроводности неплохо объясняет продолжительность эволюции хромосферных вспышек в фазе возгорания, если учесть и излучение. При значении величины, характеризующей световое давление, при котором оно должно быть принято во внимание, отношение центральной температуры к таковой на ударной волне возрастает монотонно от центра взрыва к фронту ударной волны. При учете только теплопроводности, указанное отношение монотонно убывает. Такой факт говорит о том, что в результате усиления светового давления в начальный период после взрыва температура несколько возрастает от центра к периферии.

Подробному изложению постановки рассматриваемого последнего вопроса, анализу решений двухточечных краевых задач о сильном точечном взрыве в теплопроводном газе с учетом излучения, методу решения поставленной нами задачи и интерпретации полученного решения будет посвящена специальная статья.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гусейнов Р. Э., Гусейнов М. Д., Гасанали-заде А. Г. „Солнечные данные“, 1960, № 4.
2. Гусейнов Р. Э. „Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-матем. и техн. наук“, 1960, № 5.
3. Гусейнов Р. Э., Гасанали-заде А. Г., Меликов Г. О., Гусейнов К. И. „Солнечные данные“, 1960, № 7.
4. Гусейнов Р. Э. и Гасанали-заде А. Г. „Солнечные данные“, 1960, № 9.
5. Гусейнов Р. Э. „Солнечные данные“, 1960, № 10.
6. Гусейнов Р. Э. Тр. ШАО АН Азерб. ССР, т. II, 1961.
7. Гусейнов Р. Э., Авакова Л. М., Гусейнов К. И. „Солнечные данные“, 1961, № 5.
8. Северный А. Б. и Шапошникова Е. Ф. „Изв. Крымской астрофизической обсерватории“, 24, 1960.
9. Амбарцумян В. А. Научные труды, т. II. Изд-во АН Арм. ССР, 1960.
10. Гопасюк С. И. „Изв. Крымской астрофизической обсерватории“, 23, 1960.
11. Гусейнов Р. Э. „Астроном. ж.“, т. XXXVIII, 1961, № 5.
12. Гусейнов Р. Э. Тр. ШАО АН Азерб. ССР, т. II, 1961.

13. Taylor B. Proc. Roy. soc., A, 201, 159, 1950.
 14. Гусейнов Р. Э. Тр. ШАО АН Азерб. ССР, т. III, 1964.
 15. Северный А. Б. Изв. Крымской астрофизич. обсерватории, 19, 1958.
 16. Северный А. Б. Изв. Крымской астрофизич. обсерватории, 17, 1957.
 17. Северный А. Б. Изв. Крымской астрофизич. обсерватории, 20, 1958.
 18. Станюкович К. П. К теории чистой кумуляции, 1960.
 19. Гусейнов Р. Э. "Астроном. ж.", т. XL, 1968, № 3.
 20. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., Гостехиздат, 1957.
 21. Неуважаев В. Е. Прикладная математика и механика, т. XXVI, вып. 6, 1962

Р. Э. Гусейнов

Хромосфер алышмалары партлајыш характерли һадисә кими

ХҮЛАСӘ

Азербайжан ССР ЕА Шамаһы Астрофизика Рәсәдханасынын хромосфер телескопунда апарылан мушаһидәләр нәтичәсиндә хромосфер алышмаларынын әмәлә кәлмәси, инкишафы вә јох олмасы хусусијәтләри һаггында вачиб нәтичәләр әлдә едилмишдир.

Бу нәтичәләрдән бири дә ондан ибарәтдир ки, хромосфер алышмаларынын инкишаф мәрһаләсиндә онун материјасынын һәрәкәтиндә чазибә тә'чилиндән хејли бөјүк тә'чил гејд олунур. Бу амил, алышма парлаглыгынын чох сүр'әтлә (бир нечә дегигәдә) артмасы, Күнәш диски кәнарында көрүнән алышмада плазманын диск кәнарындан һүндүрлүјү илә нисби интенсивлијин синхрон дәјишмәси көстәрир ки, хромосфер алышмаларына һагигәтән кичик һәчмдә баш верән күчлү партлајышын нәтичәси кими бахмаг олар. Лакин бу партлајыш ади нүвә партлајышы ола билмәз. Истиликкечирмә, шүаланма нәзәрә алынмагла, гејри автомодел һәрәкәт шәрти дахилиндә плазмада күчлү партлајыш нәзәријјәси јохдур. Анчаг, мә'лум күчлү партлајыш нәзәријјәсинә әсасән алышмалар һаггында мараглы нәтичәләр әлдә етмәк олур. Хромосфер алышмалары шәраити үчүн зәрбә далғаларынын кинетик енержисинин һесаблинамасы көстәрир ки, һәммин енержи мүхтәлиф күчлү алышмалар үчүн 10^{27} — 10^{30} ерг-дир. Бу исә алышманын һәр нөвдән шүаландырдығы бүтүн енержинин мигдарындан бир гәдәр аздыр. Бу көстәрир ки, алышма шүаланмаларыны тә'мин етмәк үчүн тәкчә кинетик енержи кифајәт дејилдир. Алышма интенсивлијинин максимум дөврү үчүн һесаблинан температур мушаһидәләрдән алынған нәтичәјә адәтән мувафиг олур. Әкәр һесаблинан температур бөјүк оларса, бу, зәрбә далғасы енержисинин бир һиссәсинин кәнара шүаланмасы вә бунун нәтичәсиндә хромосфер мәш'әлләринин парлаглыгынын артмасына кәтирән сәбәблә изаһ олуна биләр. Бә'зи алышмалар үчүн енержи сыхлығынын гијмәтинин мушаһидәдән фәргли алынмасы исә һәммин алышмаларда Мах далғаларынын төрәнмәси илә изаһ едилмәлидир; белә бир фактын бөјүк елми әһәмијјәти вардыр.

Партлајыш нәтичәсиндә төрәнән релјативист електронларын „ишыгланма“ нәзәријјәсинә әсасән, хромосфер алышмаларынын гамма шүаланмасы изаһ едилир.

Күнәш шәраитиндә күчлү партлајыш нәзәријјәсинин сферик симетрија вә автомодел һәрәкәт һалы үчүн тәтбиғи икинәггәли сәрһәд мәсәләсинә кәтирир. Бу мәсәләнин һәлли партлајыш мәркәзиндә температуру гијмәтләндирмәјә, сүр'әт, сыхлыг вә температурун зәрбә далғасынын чәбһәси үзәриндәки гијмәтләринә нисбәтинин дәјишмәсини изләмәјә имкан верир.

Н. И. АЛЕКПЕРОВ

О ПОЛНОТЕ СИСТЕМ СОБСТВЕННЫХ И ПРИСОЕДИНЕННЫХ ВЕКТОРОВ НЕСАМОСОПРЯЖЕННОГО ОПЕРАТОРА, СОДЕРЖАЩЕГО НЕЛИНЕЙНО ПАРАМЕТР

В настоящей работе исследуется полнота систем собственных и присоединенных векторов несамосопряженного оператора, нелинейно зависящих от параметра λ .

Обозначим через γ_p ($p > 0$) класс всех вполне непрерывных операторов H в гильбертовом пространстве G , для которых $Sp((HH^*)^{\frac{p}{2}}) < \infty$, и через γ_∞ класс всех вполне непрерывных операторов.

Ниже мы будем пользоваться следующей теоремой М. В. Келдыша [1].

Если оператор $H = H^* \in \gamma_p$ полный и $T \in \gamma_\infty$, то система собственных и присоединенных векторов уравнения

$$x = Tx + \lambda Hx$$

полна в G .

1. Рассмотрим следующую конечную систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} x &= \lambda Hx_0 + \lambda Hx_1 + T_0x_0 + \dots + T_{n-1}x_{n-1} \\ x_1 &= \lambda Hx_0 + \lambda Hx_2 \\ x_2 &= \lambda Hx_1 + \lambda Hx_3 \\ &\dots \\ x_{n-1} &= \lambda Hx_{n-2} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Имеет место следующая теорема

Теорема 1. Если: а) оператор $H = H^* \in \gamma_p$ — полный, б) $T_k \in \gamma_\infty$, $k = 0, 1, 2, \dots, n-1$; в) система (1) не имеет собственных значений, совпадающих с собственным значением оператора H ; г) система (1) не имеет присоединенных векторов, то система собственных векторов уравнения

$$x = \lambda Hx + \lambda^2 \frac{Q_{n-2}}{Q_{n-1}} H^2 x + T_0 x + \sum_{k=1}^{n-1} \lambda^k T_k \frac{Q_{n-k-1}}{Q_{n-1}} H^k x \quad (2)$$

$$\left(\text{где } \frac{Q_{n-k-1}}{Q_{n-1}} = \frac{Q_{n-2}}{Q_{n-1}} \frac{Q_{n-3}}{Q_{n-2}} \dots \frac{Q_{n-k-1}}{Q_{n-k}}, \text{ а в свою очередь } \frac{Q_{n-2}}{Q_{n-1}} = \right. \\ \left. = [E - \lambda^2 H^2 [E - \lambda^2 H^2 [\dots [E - \lambda^2 H^2 [E - \lambda^2 H^2]^{-1}]^{-1} \dots]^{-1}]^{-1}]^{-1} \right)$$

полна в G .

Доказательство. Мы будем говорить, что $0 \neq x_0 \in G$ есть собственный вектор уравнения (2), отвечающий собственному значению λ , если

$$x_0 = \lambda Hx_0 + \lambda^2 \frac{Q_{n-2}}{Q_{n-1}} H^2 x_0 + T_0 x_0 + \sum_{k=1}^{n-1} \lambda^k T_k \frac{Q_{n-k-1}}{Q_{n-1}} H^k x_0. \quad (3)$$

Число λ называется собственным значением системы (1), если существует вектор $(x_0, x_1, x_2, \dots, x_{n-1}) \neq 0$ такой, что выполняется (1). Вектор $(x_0, x_1, x_2, \dots, x_{n-1})$ называется собственным вектором той же системы. Пусть λ собственное значение, а $(x_0, x_1, x_2, \dots, x_{n-1})$ соответствующий ему собственный вектор системы (1).

Выразим $x_1, x_2, \dots, x_{n-1}$ через x_0 . Для этого из системы (1) возьмем, начиная со второго, подряд $n-1$ уравнений и затем последовательной подстановкой найдем:

$$x_k = \lambda^k \frac{Q_{n-k-1}}{Q_{n-1}} H^k x_0.$$

Подставляя полученное значение x_k в первое уравнение системы (1), получим уравнение (3). Этим доказано, что если $(x_0, x_1, x_2, \dots, x_{n-1})$ есть собственный вектор системы (1) и $x_0 \neq 0$, то x_0 есть собственный вектор уравнения (2).

Рассматривая пространство $\tilde{G} = \sum_0^{n-1} \oplus G$, можно систему (1) изобразить в виде уравнения:

$$\tilde{x} = F\tilde{x} + \lambda H\tilde{x},$$

где $\tilde{x} = \begin{pmatrix} x_0 \\ x_1 \\ x_2 \\ \vdots \\ x_{n-1} \end{pmatrix} \in \tilde{G}$, а операторы F и H в $\tilde{G}$ заданы с помощью операторных матриц

$$F = \begin{bmatrix} T_0 & T_1 & T_2 & \dots & T_{n-1} \\ & 0 & & & \\ & & 0 & & \\ & & & \ddots & \\ & & & & 0 \end{bmatrix}; \quad H = \begin{bmatrix} H & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & H & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & H \end{bmatrix}$$

Очевидно, что F является вполне непрерывным оператором. Покажем, что H — полный оператор.

Пусть $H\tilde{x} = 0$, $\tilde{x} \in G$.

Тогда получим:

$$\left. \begin{aligned} Hx_0 + Hx_1 &= 0 \\ Hx_0 + Hx_2 &= 0 \\ Hx_1 + Hx_3 &= 0 \\ Hx_2 + Hx_4 &= 0 \\ &\vdots \\ Hx_{n-4} + Hx_{n-2} &= 0 \\ Hx_{n-3} + Hx_{n-1} &= 0 \\ Hx_{n-2} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Так как H — полный оператор, то из последнего уравнения системы (4) следует, что $x_{n-2} = 0$. Рассуждая аналогичным образом и

двигаясь в систему (4) снизу вверх, найдем, что $x_{n-4}, x_{n-6}, \dots, x_0$ равны нулю. Теперь из первого уравнения системы (4) получаем, $x_1 = 0$ и, двигаясь по системе вниз, найдем, что $x_3, x_5, \dots, x_{n-1}$ равны нулю. Следовательно, $x_i = 0$ ($i = 0, n-1$). Последнее показывает, что H — полный оператор.

Легко показать, что $H \in \gamma_p$.

На основании теоремы М. В. Келдыша система собственных векторов системы (1) полна в $\tilde{G}$.

Но по доказанному выше отличные от нуля проекции на $\tilde{G}$ собственных векторов системы (1) являются собственными векторами уравнения (2). Их линейная оболочка S есть проекция на $\tilde{G}$ плотной в $\tilde{G}$ линейной оболочки собственных векторов системы (1), следовательно S плотно в $\tilde{G}$.

Этим доказательство теоремы закончено.

2. Будем говорить, что $x^{(n-1)}, x^{(n-2)}, \dots, x^{(1)}$ присоединенные векторы системы (1) к данному собственному вектору $x^{(0)} = (x_0^{(0)}, x_1^{(0)}, x_2^{(0)}, \dots, x_{n-1}^{(0)})$,

если

$$x^{(k)} = Fx^{(k)} + \lambda Hx^{(k)} + Hx^{(k-1)},$$

$$k = 0, 1, 2, \dots, n-1, \quad x^{(-1)} = 0.$$

Предположим, что система (1) имеет присоединенные векторы.

Пусть λ — собственное значение системы (1), $x^{(0)} = (x_0^{(0)}, x_1^{(0)}, x_2^{(0)}, \dots, x_{n-1}^{(0)})$ соответствующий ему собственный вектор, а $x^{(k)} = (x_0^{(k)}, x_1^{(k)}, x_2^{(k)}, \dots, x_{n-1}^{(k)})$ присоединенные векторы системы (1) к данному собственному вектору $x^{(0)} = (x_0^{(0)}, x_1^{(0)}, x_2^{(0)}, \dots, x_{n-1}^{(0)})$.

Вектор $x_0^{(k)}$ будем называть присоединенным вектором уравнения (2), отвечающим его собственному вектору $x_0^{(0)}$.

Теорема 2. Если: 1) оператор $H = H^* \in \gamma_p$ — полный; 2) $T_k \in \gamma_\infty$, $k = 0, 1, 2, \dots, n-1$; 3) система (1) не имеет собственных значений, совпадающих с собственным значением оператора H , то система собственных и присоединенных векторов уравнения (2) полна в G .

Выясним, каким уравнениям удовлетворяют присоединенные векторы. Для этого рассмотрим конечную систему уравнений следующего вида:

$$\left. \begin{aligned} x_0^{(k)} &= \lambda Hx_0^{(k)} + \lambda Hx_1^{(k)} + Hx_0^{(k-1)} + Hx_1^{(k-1)} + \sum_{i=0}^{n-1} T_i x_i^{(k)} \\ x_1^{(k)} &= \lambda Hx_0^{(k)} + \lambda Hx_2^{(k)} + Hx_0^{(k-1)} + Hx_2^{(k-1)} \\ x_2^{(k)} &= \lambda Hx_1^{(k)} + \lambda Hx_3^{(k)} + Hx_1^{(k-1)} + Hx_3^{(k-1)} \\ &\vdots \\ x_{n-1}^{(k)} &= \lambda Hx_{n-2}^{(k)} + Hx_{n-2}^{(k-1)} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Выразим $x_1^{(k)}, x_2^{(k)}, \dots, x_{n-1}^{(k)}$ через $x_0^{(k)}$. Поступаем так же, как это было сделано раньше, т. е. из системы (5) возьмем, начиная со второго, подряд $n-1$ уравнений:

$$\left. \begin{aligned} x_1^{(k)} &= \lambda Hx_0^{(k)} + \lambda Hx_2^{(k)} + Hx_0^{(k-1)} + Ax_2^{(k-1)} \\ x_2^{(k)} &= \lambda Hx_1^{(k)} + \lambda Hx_3^{(k)} + Hx_1^{(k-1)} + Hx_3^{(k-1)} \\ x_3^{(k)} &= \lambda Hx_2^{(k)} + \lambda Hx_4^{(k)} + Hx_2^{(k-1)} + Hx_4^{(k-1)} \\ &\vdots \\ x_{n-1}^{(k)} &= \lambda Hx_{n-2}^{(k)} + Hx_{n-2}^{(k-1)} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Из системы (6) находим:

$$x_j^{(k)} = \sum_{i=1}^j A_i (\lambda H)^{j-i} \frac{Q_{n-1-j}}{Q_{n-1}} \left(\frac{Q_1}{Q_{i-1}} \right)^{-1} + \\ + \sum_{i=1}^{n-1-j} A_{j+i} (\lambda H)^i \frac{Q_{n-1-(j+i)}}{Q_{n-1}} \left(\frac{Q_1}{Q_{j-1}} \right)^{-1},$$

где

$$\left(\frac{Q_1}{Q_0} \right)^{-1} = E, \quad \left(\frac{Q_1}{Q_1} \right)^{-1} = E, \\ A_1 = \lambda H x_0^{(k)} + H x_0^{(k-1)} + H x_2^{(k-1)}, \\ A_j = H x_{j-1}^{(k-1)} + H x_{j+1}^{(k-1)}, \quad j = 2, 3, \dots, n-2 \\ A_{n-1} = H x_{n-2}^{(k-1)}.$$

Подставляя значения $x_j^{(k)}$ в первое уравнение системы (5), получим требуемое уравнение.

$$x_0^{(k)} = \lambda H x_0^{(k)} + H x_0^{(k-1)} + H x_1^{(k-1)} + T_0 x_0^{(k)} + \lambda A_1 \frac{Q_{n-2}}{Q_{n-1}} H +$$

$$+ \lambda H \sum_{i=1}^{n-2} A_{i+1} (\lambda H)^i \frac{Q_{n-2-i}}{Q_{n-1}} + \\ + \sum_{j=1}^{n-1} T_j \left(\sum_{i=1}^j A_i (\lambda H)^{j-i} \frac{Q_{n-1-j}}{Q_{n-1}} \left(\frac{Q_1}{Q_{i-1}} \right)^{-1} + \right. \\ \left. + \sum_{i=1}^{n-1-j} A_{j+i} (\lambda H)^i \frac{Q_{n-1-(j+i)}}{Q_{n-1}} \left(\frac{Q_1}{Q_{j-1}} \right)^{-1} \right).$$

Автор приносит глубокую благодарность научному руководителю проф. М. А. Наймарку за предложенную задачу и постоянное внимание.

ЛИТЕРАТУРА

1. Келдыш М. В. „ДАН СССР“, 77, 1951, № 1.

Н. И. Электров

Өз-өзүнө гошма олмајан операторун мэхсуси вэ гошулмуш векторлар системинин тамлыгы наггында]

ХҮЛАСӘ

Мәгаләдә М. В. Келдышын мә'лум теореминдән истифадә едә рәк, параметрдән гејри-хәтти асылы олан өз-өзүнә гошма олмајан бир синиф операторун мэхсуси вэ гошулмуш векторлар системинин тамлыгы исбат олунар. Теоремләр параметрдән гејри-хәтти асылы олан оператор тәнлији параметрдән хәтти асылы олан сонсуз оператор тәнликләр системинә кәтирмәклә исбат олунар.

Р. А. МАМЕДОВ, Е. А. КРАМЕР-АГЕЕВ, В. И. ПОЗДНЯКОВ

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОРМОЗНОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ТОЛСТОЙ МИШЕНИ

Настоящая работа выполнена в ИАЭ им. И. В. Курчатова на линейном ускорителе электронов [1], с максимальной энергией электронов 30 Мэв. Тормозное γ -излучение возникает в урановой мишени толщиной 20 мм, диаметром 35 мм.

Теоретические и экспериментальные исследования дозных полей, как правило, относятся к мишеням малой ($t < 0,01 x_0$) и средней толщины ($0,01 x_0 \leq t \leq 0,1 x_0$), где x_0 — радиационная длина [2, 3, 4, 5].

Лаусоном [2] для мишени средней толщины были получены соотношения между долей энергии, переданной гамма-квантом в единичном телесном угле (R), энергией электрона (E) и толщиной мишени (t) для небольших углов $\theta \neq 0$ и $\theta = 0$ (направление излучения вперед):

$$R(\theta) = \frac{\tau(E+1)E}{1380} \left[E_1 \left(\frac{E(E+1)\theta^2}{440t} \right) - E_1 \left(\frac{E(E+1)\theta^2}{0,46} \right) \right] \quad (1)$$

$$R(\theta = 0) = \frac{\tau(E+1)E}{1380} \ln 950t \quad (2)$$

где τ — относительная потеря энергии на радиационной длине x_0 , $E_1(x) = \int_x^\infty e^{-t} \frac{dt}{t}$ — интегральная показательная функция.

Из последней формулы видно, что увеличение толщины мишени слабо влияет на выход измерения при $\theta = 0$.

Лаусоном экспериментально было показано, что расхождение экспериментальных и расчетных данных выхода тормозного излучения для мишеней с $t \sim 0,1 x_0$ не превышает 5%, а для $t \sim 1 x_0$ расчет оказывается завышенным на 30%. Таким образом применение соотношений (1) и (2) в области $t > x_0$ приводит к значительным ошибкам. Кроме того, формула (1) справедлива для не очень больших углов θ [6].

В связи с этим авторами сделана попытка экспериментально найти зависимость выхода тормозного излучения до углов $\sim 140^\circ$ для толщин мишеней $t \sim 10 x_0$.

Спектр тормозного излучения, исходя из данных Страфельта [3], практически не меняется с изменением толщины мишени и угла наблюдения и находится в хорошем согласии со спектром, предсказанным теорией Шиффа [7].

Следовательно, ошибка, обусловленная ходом с жесткостью камеры, не зависит от угла измерения и поэтому оказалось возможным измерить выход тормозного излучения под разными углами с помощью камер с одинаковой толщиной стенок.

Считается, что при энергиях выше 3 Мэв затруднительно пользоваться единицей „рентген“, так как пробеги электронов отдачи становятся сравнимыми с пробегами гамма-квантов. При этих условиях не выполняется соотношение Брегга-Грея о том, что поток первичной радиации не ослабляется заметно в стенках камеры.

Проведенные нами расчеты показали, что если пользоваться для определения дозы тормозного излучения единицей „рентген“, погрешность результатов составляет ~15%.

Для определения чувствительности камеры со стенками различной толщины были сделаны некоторые предположения. Было принято, что:

1) средняя потеря энергии электронами в газе камеры не зависит от их первоначальной энергии;

2) число электронов от моноэнергетического источника с толщиной материала уменьшается по линейному закону;

3) пучок гамма-квантов ослабляется в материале камеры по закону $e^{-\mu_a x}$, где μ_a — истинный коэффициент поглощения, а x — толщина материала;

4) энергетическое распределение комптоновских электронов равно, вероятно, в интервале $0 \leq E_e \leq E_{e\max}$.

С учетом сделанных предположений чувствительность камеры, отнесенная к величине энергии, переданной вторичным электроном, оказалась равной:

$$\frac{P_\gamma}{J_\gamma \mu_a} = e^{-\mu_a x} \left[1 + \frac{2}{9} \mu_a R_m + \frac{1}{24} (\mu_a R_m)^2 \right] \text{ для } x > R_m$$

$$\frac{P_\gamma}{J_\gamma \mu_a} = e^{-\mu_a x} \left\{ \left(\frac{\mu_a x}{\mu_a R_m} \right)^2 + \frac{2}{9} \frac{(\mu_a x)^3}{(\mu_a R_m)^2} + \frac{4}{\mu_a R_m} \left[(e^{\mu_a x} - 1) \left(1 - \frac{x}{R_m} + \frac{1}{\mu_a R_m} \ln \frac{R_m}{x} \right) - \frac{4}{\mu_a R_m} e^{\mu_a x} \frac{x}{R_m} \ln \frac{R_m}{x} \right] \right\} \text{ для } x < R_m$$

Здесь R_m — максимальная доля энергии, переданная γ -квантам.

На рис. 1 представлены результаты расчетов для трех толщин: $R_m = 24$ Мэв (кривая 1), 11 Мэв (кривая 2), 5 Мэв (кривая 3).

Из приведенного графика видно, что наименьшим ходом с жесткостью обладает камера с толщиной стенки, равной пробегу электрона с энергией 11 Мэв, что соответствует толщине алюминия 2 см. Чувствительность камеры, отнесенная к величине энергии, переданной вторичным электроном, усредненная по спектру тормозного излучения, составляет для указанных случаев, соответственно, 0,70; 0,87; 0,83. Как видно из рис. 2, полученные результаты хорошо согласуются с известными экспериментальными данными [4].

Исходя из приведенных выше рассуждений для проведения эксперимента была выбрана камера с толщиной стенки 2 см. При этом влияние фоновых электронов, приходящих в измерительный объем из окружающего пространства, по расчетам менее 5%.

Эксперимент проводился с камерами от комплекта индивидуального карманного дозиметра типа ДП-21-Б, окруженными алюминиевым чехлом толщиной 2 см.

Максимальная регистрируемая доза камер этого типа 50 рентген, что позволяет работать в полях до 20 рентген/час.

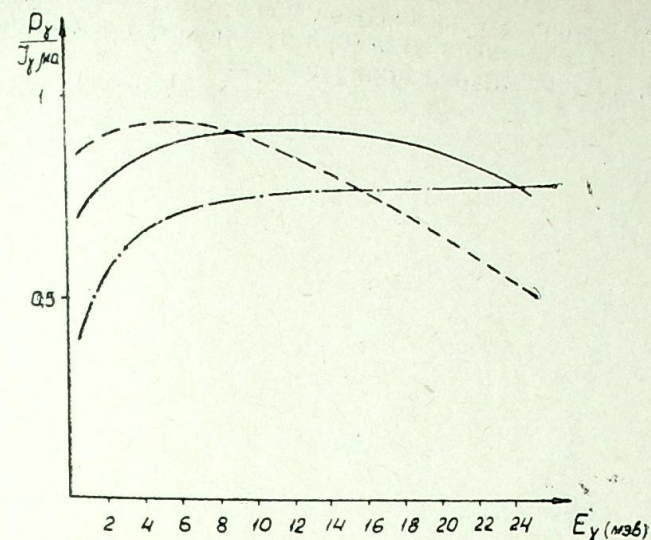


Рис. 1.

Ход с жесткостью для камер с толщиной 13,5 г/см², 5,7 г/см², 2,54 г/см².

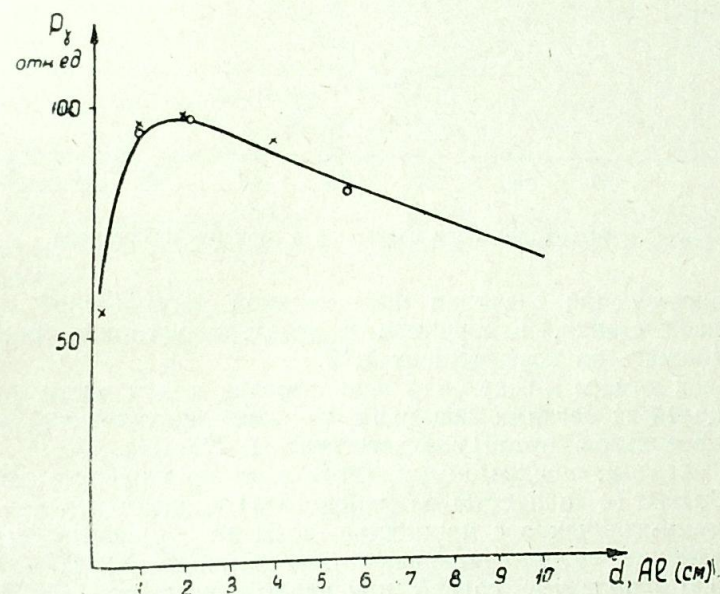


Рис. 2.

Зависимость показаний камеры от толщины стенки (О — расчет, X — эксперимент).

Поскольку ускоритель работает в импульсном режиме с частотой 100 гц и длительностью импульса 0,6 мксек, была произведена оценка коэффициента собирания ионов (f) [5]. Время собирания ионов в камере ($\approx 4 \cdot 10^{-2}$ сек) превышает длительность между импульсами, следовательно, условия работы камеры очень близки к условиям работы в постоянном поле излучения.

Если ограничиться $f = 0,95$, то запас по мощности дозы составляет 3.

Результаты измерений, приведенные к расстоянию 1 м от мишени, представлены на рис. 3.

Из рис. 3 видно, что выход излучений из толстой мишени слабо уменьшается с увеличением угла (при $\theta > 50^\circ \div 60^\circ$) и составляет, приблизительно, 10% от выхода прямо вперед.

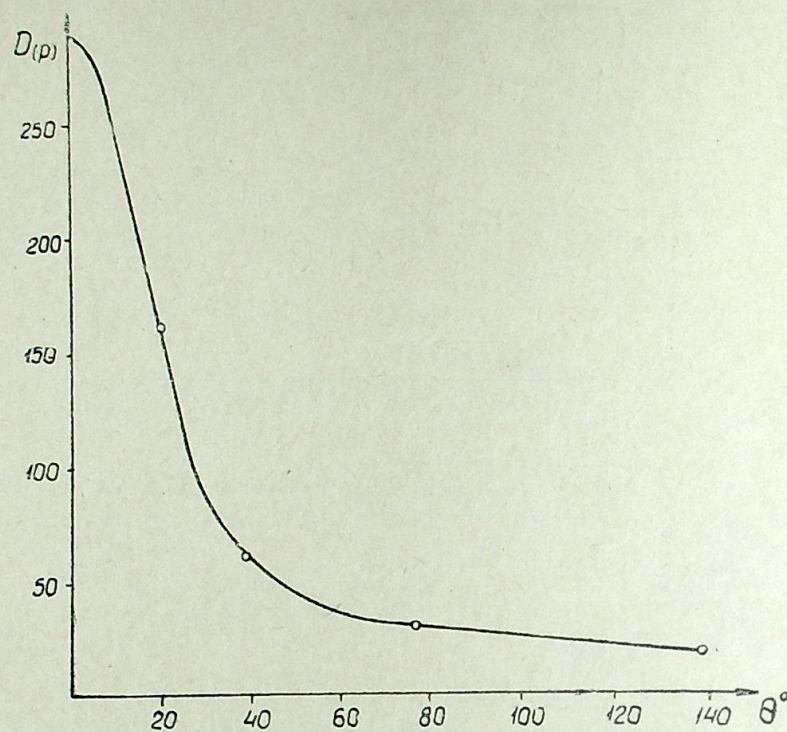


Рис. 3. Выход тормозного излучения в зависимости от угла.

Для определения значения максимальной поглощенной энергии для материала стенки, измеренном в радах, необходимо показание камеры умножить на коэффициент 1,17.

Подобная камера может быть использована и для чисто дозиметрических целей за легкими защитами, так как „критическая“ энергия у легких материалов (бетон) соответствует 17–25 Мэв.

Таким образом, предлагаемый метод дает возможность довольно просто и быстро (с точностью не менее 15%) производить измерения в полях гамма-излучения с мощностью дозы до 20 рентген-час.

В заключение авторы выражают благодарность Ю. В. Адамчуку за дискуссию и полезные советы при написании статьи, М. И. Певзнеру и Н. Н. Флерову за любезно представленную возможность проведения работы на ускорителе, а также В. П. Липатову и А. В. Арефьеву и всей группе сотрудников, занятых эксплуатацией ускорителя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Воронков Р. М., Певзнер М. И., Флеров Н. Н., Арефьев А. В. [и др.] „Атомная энергия“, 13, 327 (1962).
2. Lowson J. D. Nucleonics, 10, № 11, 61 (1952).
3. Starfelt et al. Phys. Rev., 102, 1598 (1956).
4. Flowers B. H., Lowson J. D., Fossen F. B. Proc. Phys. Soc., 65B, 286 (1952).
5. „Радиационная дозиметрия“. ИЛ, М., 1958.
6. Lanzi L. H., Hanson A. O. Phys. Rev., 83, 959 (1951).
7. Schiff L. J. Phys. Rev., 83, 252 (1951).

С. М. МАМЕДЗАДЕ

ЭЛЕМЕНТЫ УСТАНОВКИ РУБИНОВОГО КВАНТОВОГО ГЕНЕРАТОРА

Первое сообщение об осуществлении режима генерации в оптическом диапазоне волн было сделано в июле 1960 г. [1–2]. Однако в литературе еще нет достаточно подробного описания установки для получения генерации когерентного света, когда в качестве активной среды используются твердые тела. Автором была собрана установка оптического квантового генератора (лазера), в котором была получена генерация на рубине при комнатной температуре. Установка позволяет использовать для получения генерации и другие активные среды на основе твердых тел.

В настоящей статье дается детальное описание установки оптического квантового генератора и сообщаются некоторые экспериментальные приемы.

§ 1. О возможности создания инверсной населенности уровней

Как известно, в условиях теплового равновесия распределение частиц по энергетическим уровням подчиняется закону Больцмана:

$$N_i = N_0 e^{-\frac{E_i}{kT}},$$

где E_i —энергия i -го уровня, N_i —число частиц на i -ом уровне, k —постоянная Больцмана, T —абсолютная температура. Эта формула показывает, что на более высоком уровне находится меньше частиц, чем на нижележащих уровнях. Для получения генерации необходимо создать инверсию заселенности уровней или „отрицательную температуру“ между некоторыми двумя уровнями [3].

В кристалле рубина (Al_2O_3 с примесью Cr_2O_3 в количестве 0,05%) активным веществом являются ионы хрома Cr^{+++} . Энергетическая схема уровней хрома Cr^{+++} в рубине (рис. 1) содержит ближайшие к основному уровню две широкие энергетические полосы поглощения $4F_1$ и $4F_2$ в синей и зеленой частях видимого спектра* и двойной метастабильный уровень (R -уровни), переходы с которого на основной

* Ионы хрома в рубине имеют еще полосы поглощения в ультрафиолетовой (2500 Å) и в фиолетовой областях спектра, но они вносят малый вклад в излучение, поэтому их можно не рассматривать.

Diagram illustrating the basic state (Основное состояние) of a two-story building frame. The frame consists of two columns and two levels. The top column is labeled $4F_1$ and the bottom column $4A_2$. The top beam is labeled 800 Å and the bottom beam безизломат . The columns are labeled $\text{зеленый } 5600 \text{ Å}$ and $\text{синий } 4100 \text{ Å}$. The beams are labeled переход and ϵ . The frame is subjected to horizontal loads $H_1 = 6829 \text{ Å}$ and $H_2 = 6843 \text{ Å}$ at the top and bottom respectively. The frame is labeled $\text{Основное состояние}$.

Возбужденные ионы совершают индуцированные переходы с R -уровней на основной уровень, сопровождающиеся когерентным излучением, т.е. излучением в одной фазе всех элементарных излучателей в узкой полосе частот.

§ 2. Электрическая часть установки для оптического возбуждения

```

graph LR
    1[Высоковольтная установка] --- 2[Блок конденсаторов]
    2 --- 3[Осветитель и резонатор]
    3 --- 4[Поджиг]
  
```

Высоковольтная установка

Рассмотрим в отдельности каждую часть блок-схемы оптического

Высоковольтная установка для зарядки блока конденсаторов (рис. 3) была выполнена на тиратроне ТГ1-2,5/10 по однополупериодной схеме. Для получения высокого напряжения ($3 \div 3,5$ кВ) был использован силовой повышающий трансформатор Tr_1 . Накал тиратрона питается от понижающего трансформатора Tr_2 . Трансформатор Tr_3 и мостовая схема выпрямления в его вторичной обмотке служит для получения напряжения 24 В постоянного тока, необходимого для питания силового реле РС, работающего в режимах „заряд“ и „разряд“ емкостей С. Включение установки производится магнитным пускателем

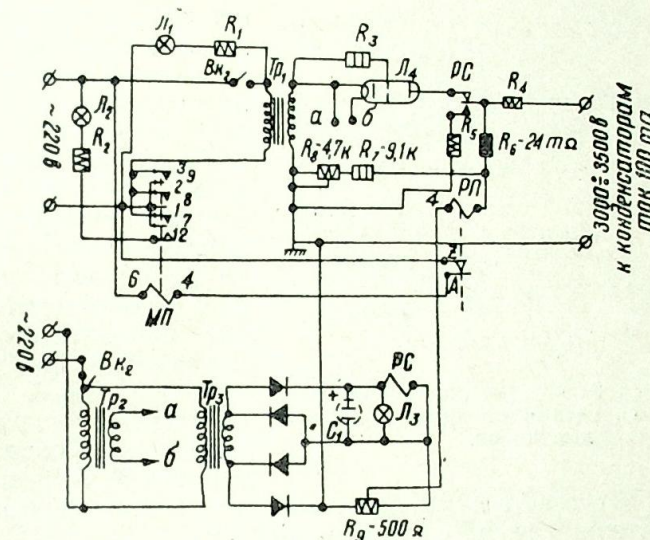


Рис. 3
Принципиальная схема высоковольтной установки

Примечание: необходимо помнить, что преждевременное включение высокого напряжения при недостаточном прогреве накала тиратрона приведет к его выходу из строя.

Одной из основных частей системы подкачки, которая снабжает энергией активное вещество через лампы возбуждения в осветителе, является блок конденсаторов, состоящий из 15—20 конденсаторов типа

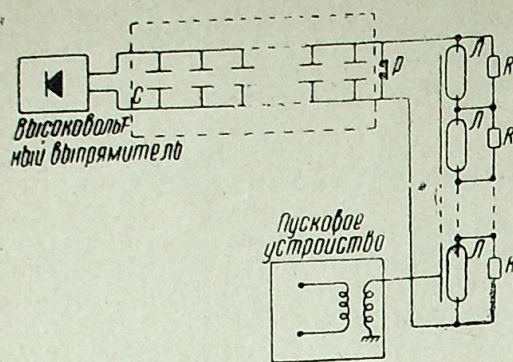


Рис. 4

Блок конденсаторов для питания импульсных ламп.

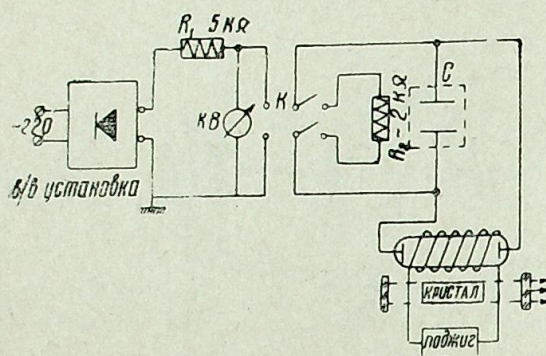


Рис. 5

Схема, в которой предусмотрена блокировка, позволяющая снимать остаточный заряд с конденсаторов.

Допускает снимать в соответствующем положении рукоятки шестиполусного ключа К остаточный заряд с конденсаторов.

Осветитель

Основной частью осветителя являются импульсные кварцевые газоразрядные лампы мощных световых вспышек многократного действия. В осветителе могут применяться импульсные лампы в виде спирали прямой или U-образной формы. Необходимое количество ламп одного типа (например, четыре U-образных или же 1÷4 прямых ламп типа ИФК-2000 и ИФП-2000, соответственно) соединяется последовательно; вся цепочка ламп питается от одного общего блока конденсаторов. Для обеспечения надежного зажигания цепочка ламп соединяется с делителем напряжения по схеме, изображенной на рис. 4. Зажигание ламп может производиться от общего импульсного трансформатора.

Для эффективной фокусировки излучения этих ламп и подачи его на кристалл, который располагается в трубке между лампами, в качестве рефлектора был применен цилиндрический концентратор (часто применяют и эллиптические отражатели; лампа и кристалл в этом случае располагаются в разных фокусах рефлектора) из полированного алюминия (дюрала), окружающий все лампы и кристалл. Для увеличения эффективности освещения подкачивающие лампы и кристалл

ИМЗ-100 с рабочим напряжением 3 кВ и номинальной емкостью каждого питающего конденсатора 100 мкФ. Для этой цели можно применять также импульсные масляные конденсаторы типа ИМ5-150. Схема блока конденсаторов для питания импульсных ламп показана на рис. 4.

Для механической блокировки конденсаторов служит предохранитель в форме разрядника (Р), шунтирующий электроды конденсаторов.

При установке конденсаторов по месту их использования должны соблюдаться соответствующие правила техники безопасности. Все детали, находящиеся под высоким напряжением, должны быть заключены в надежно закрытый кожух. Должна быть предусмотрена блокировка, позволяющая снимать остаточный заряд с конденсаторов при выключении высокого напряжения. Такая блокировка показана на рис. 5, где проволочное сопротивление порядка $R_2 \sim 2 \text{ ком}$ позво-

прямо в цилиндрическом отражателе можно обернуть алюминиевой фольгой. Такая конструкция дает возможность уменьшить значение порога энергии подкачки для получения когерентных лучей примерно в 5 раз по сравнению с величиной порога генерации в случае цилиндрического отражателя без алюминиевой фольги. К. п. д. такой конструкции с прямыми лампами и хорошим кристаллом не превышает 0,2%. Можно теоретически показать, что максимальной к. п. д., который можно получить от ксеноновых импульсных ламп в тех или иных физических моделях осветителя в оптических квантовых генераторах, не превосходит 10—12%. Причина этого заключена в том, что из сплошного спектра лампы-вспышки кристаллом поглощается только относительно узкая область спектра (зеленый и синий участки).

Этот коэффициент остается предельным при применении любых источников света со сплошным спектром в осветителях оптических квантовых генераторов. Но при использовании полупроводниковых источников света (инжекционных лазеров) для накачки энергии кристалла рубина к. п. д. для рубиновых квантовых генераторов может повышаться до 50%.

Пусковое устройство (поджиг)

Вспышка импульсных ламп, у которых основные электроды соединены с заряженным электрическим блоком конденсаторов, происходит в момент подачи на их внешний электрод зажигания импульса высокого напряжения, снимаемого со вторичной обмотки высоковольтного импульсного трансформатора Тр₃ (рис. 6). Высоковольтный импульс ионизирует газ внутри разрядных трубок ламп и вызывает разряд конденсаторов C_1 через них, который сопровождается интенсивным излучением белого света всеми лампами одновременно. Как было уже сказано, определенные полосы в зеленой и синей областях спектра этого света поглощаются рубином, что приводит к инверсии населенностей энергетических уровней ионов хрома Cr^{+++} , необходимой для работы лазера.

При сборке пускового устройства нами была использована схема электрического устройства поджига для работы импульсных ламп, приведенная в инструкции по эксплуатации импульсных ламп типа ИФК-2000. В упомянутой схеме использован выпрямитель на кенотроне 2Ц2С с емкостной нагрузкой. Для получения высокого ионизирующего потенциала вместо импульсного трансформатора можно использовать автобабину.

§ 3. Резонатор

Для создания условий эффективного взаимодействия поля излучения с веществом последнее помещают в резонатор. В радиодиапазоне обычно используются резонаторы, размеры которых сравнимы с длиной возбуждаемой волны. Однако в оптическом диапазоне волн дело обстоит иначе. Для таких волн размеры резонаторов получились бы настолько малы, что их нельзя было бы изготовить; вместимость их полости была бы недостаточной. Для оптического диапазона волн используется резонатор в виде двух плоскопараллельных отражающих пластин типа

интерферометра Фабри—Перо, размеры которого много больше, чем длина волны возбуждаемых в нем колебаний. Такая конструкция резонатора успешно используется в оптических квантовых генераторах. Если рабочим веществом квантового генератора является твердое тело, то в качестве отражающих поверхностей резонатора обычно используются его противоположные торцевые грани. Для этого их тщательно полируют, после чего покрывают слоем металла или многослойным диэлектрическим покрытием. Одно из покрытий делается прозрачным (около 15–50% пропускания для данной длины волны излучения).

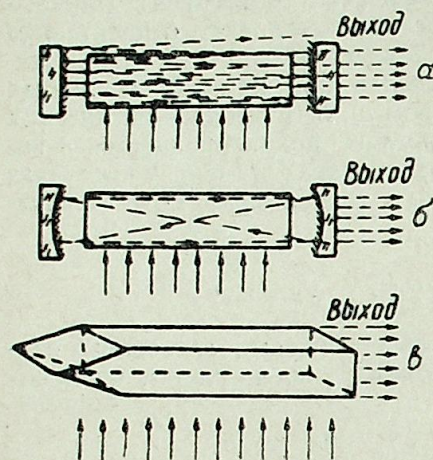


Рис. 7

Оптические резонаторы: а—плоскопараллельный; б—софокусный; в—резонатор, в котором использован эффект полного внутреннего отражения.

торцевую грань, существенно зависит от селективности резонатора по отношению к различной длине волн и от ширины излучаемой спектральной линии.

Потери энергии в оптических резонаторах [4] обусловлены двумя причинами: во-первых, излучением через открытую боковую поверхность, которое является следствием непараллельности зеркал; во-вторых, поглощением в зеркалах при отражении. Практически добротность резонатора в основном определяется параллельностью зеркал, так как поглощение на зеркалах значительно слабее сказывается на работе резонатора, чем влияние отклонения зеркал от параллельности. Несмотря на это, требования, предъявляемые к изготовлению зеркал, ни в какой мере не снимаются, зеркала, используемые в квантовых генераторах оптического диапазона, должны обладать малым поглощением. Алюминиевые покрытия для указанной цели не применяются, так как их коэффициент отражения невысок (88–89%), а поглощение велико. Можно пользоваться серебряными покрытиями, отражающими 95–96% подводимой энергии. Со способом изготовления зеркал с металлическими покрытиями можно ознакомиться в работе [5]. Широко применяются и многослойные диэлектрические покрытия, поглощение в которых намного меньше, чем в металлических.

При больших энергиях излучения металлические покрытия неприменимы, так как под действием излучения генератора они сгорают, быстро выходит из строя, такие покрытия применяются в генераторах с энергией излучения до 1 дж. Наилучшими отражателями являются

многослойные диэлектрические покрытия, применимые при энергиях излучения до 10 дж. Вследствие практического отсутствия в них поглощения энергии они гораздо более стойки в работе. Однако при очень больших энергиях генерируемого излучения многослойные диэлектрические покрытия, к сожалению, тоже становятся малопригодными. В таких случаях один торец кристалла вырезается под углом полного внутреннего отражения, а другой оставляется прозрачным (рис. 7а). Такой резонатор применяется в сверхмощных квантовых генераторах.

В последнее время в оптических резонаторах квантовых генераторов применяются конфокальные (софокусные) резонаторы (рис. 7б). Такие резонаторы по сравнению с резонаторами, обладающими плоскостями параллельными зеркалами (рис. 7в), имеют более низкие дифракционные потери (примерно в 10 раз меньше, чем в плоских резонаторах) и требуют более низкой мощности подкачки. Кроме того, оптическая юстировка сферических отражателей не столь критична, поэтому они обычно применяются в газовых квантовых генераторах, где из-за больших расстояний между зеркалами точная юстировка трудна.

Заключение

Рассмотренная нами экспериментальная система для получения когерентного излучения не является единственной по своим параметрам. Применяя другие варианты осветительной части установки с криволинейными лампами, подавляя паразитные внутренние типы колебаний в кристалле и используя кристалл более высокого качества, можно в несколько раз повысить к. п. д. оптических генераторов. В настоящее время решаются проблемы дальнейшего улучшения характеристик оптических квантовых генераторов, создания новых методов исследования излучений квантовых генераторов, а также разработки методов использования их в науке и технике.

В заключение выражаю благодарность проф. Ф. А. Королеву за ценные советы и внимание к работе, а также ассистенту А. И. Акимову за помощь при сборке установки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Maiman T. H. Phys. Rev. Lett. 4, 564, 1960.
2. Maiman T. H. British Communication and Electronics, 7, 674, 1960.
3. Басов Н. Г., Крохин О. Н., Попов Ю. М. УФН, 72, 161, 1960.
4. Генкин В. Н., Ханнин Я. И. Изв. вузов, радиофизика, 3, 423, 1962.
5. Королев Ф. А. Спектроскопия высокой разрешающей силы. ГИТТЛ, М., 1953.

МҮНДӘРИЧАТ

А. И. Гусейнов, Н. Нагышев. Азәрбајчанда ријази тәдгигатларын инкишафы	3
Н. Б. Абдуллаев, Е. Ј. Салаев. Азәрбајчанда физиканын инкишафы	19
С. Ә. Әләскеров. Азәрбајчан ССР-дә кибернетика саһәсиндә елмий тәдгигат ишләринин әсас јекунлары вә инкишаф перспективләри	31
Н. Ф. Султанов, Р. Ә. Гусейнов. Азәрбајчанда астрономик тәдгигатларын инкишафы	43
Б. Н. Панайоти. Банах фәзасында кичик параметри олан икинчи тәртиб дифференциал тәнлик үчүн гојулуш Коши мәсәләси һәллинин төрәмәсинин мүн-тәзәм јахынлашмасы һаггында	53
К. Ә. Керимов. Енинә зәрбәдә полимер структуралы маддәләрин механики хассәләринин тәјини	65
И. Л. Абросимов, С. Ә. Әләскеров. Јарымкечиричи триодда јыгылмыш зәрбә илә тәсирләнән контурлу формалашдырычынын импульслары амплитудасынын тәдгиги	75
Н. Б. Абдуллаев, З. А. Искәндәрзадә, Е. Ә. Чәфәров. Диффузија үсулу илә алынмыш силициум диодларынын тутуму вә индуктивлик хассәләри	81
Ә. Х. Хәлилов. Полиактивләшдирилмиш гәләви-һалокен кристаллофосфорларын рекомбинасијалы лүминесценсијасында енержинин миграсијасынын тәдгиги	91
Н. М. Чәфәрова. Инкарын ләғви вә дизјунктив нормал формаја кәтир-мә мәнтиг мәсәләләринин ЕНМ-дә һәлли	99
Л. М. Иманов, А. А. Әбдүрәһманов, Р. Ә. Рәһимова. $\text{CH}_3\text{CD}_2\text{OH}$ молекулунун микродалғадакы фырланма спектри	103
Г. Ә. Ахундов, Н. Б. Абдуллаев, Н. Ч. Гусейнов, Р. Ф. Мех-дијев, М. Х. Әлијева, Е. С. Гусейнова, Н. А. Нәсәнова. $\text{A}^{III}\text{B}^{VI}$ јарымкечиричиләри	107
Н. Ф. Султанов. Илк бөјүк көј чисминин парчаланмасы вә онун орбит элементләринин тәјини	115
Р. Ә. Гусейнов. Хромосфер алышмалары партлајыш характерли һадисә кими	121
Н. И. Әләкбәров. Өз-өзүнә гошма олмајан операторун мәхсуси вә гошулмуш векторлар системинин тамлығы һаггында	127
Р. Ә. Мәмәдов, Е. А. Крамер-Акејев, Е. И. Позднјаков. Уран фолгасындан алынмыш тормозланма гамма-шұанын пајланмасы	131
С. М. Мәмәдзаде. Рубин квант кенераторунун гурулма элементләри	135

СОДЕРЖАНИЕ

А. И. Гусейнов, Г. Н. Агаев. К истории развития математических исследований в Азербайджане	3
Г. Б. Абдуллаев, Э. Ю. Салаев. Развитие физики в Азербайджане	19
С. А. Алескеров. Основные итоги и перспективы развития научно-исследовательских работ в области кибернетики в Азербайджанской ССР	31
Г. Ф. Султанов, Р. Э. Гусейнов. Развитие астрономических исследований в Азербайджане	43
Б. Н. Панайоти. Равномерная аппроксимация производной решения задачи Коши для уравнения второго порядка с малым параметром в банаховом пространстве	53
К. А. Керимов. Об одном методе определения механических характеристик полимерных материалов при поперечном ударе	65
И. Л. Абросимов, С. А. Алескеров. Исследование амплитуды импульсов формирователя с контуром ударного возбуждения на полупроводниковом триоде	75
Г. Б. Абдуллаев, З. А. Искендер-заде, Д. А. Джафарова. О емкостных и индуктивных свойствах кремниевых диффузионных диодов	81
А. Х. Халилов. Исследование миграции энергии в рекомбинационной люминесценции полиактивированных щелочно-галогидных фсфоров	91
Н. М. Джафаров. Решение логических задач элиминации отрицания и приведения дизъюнктивной нормальной форме на ЭВМ	99
Л. М. Иманов, А. А. Абдурахманов, Р. А. Рагимова. Микро-волновый вращательный спектр молекулы $\text{CH}_3\text{CD}_2\text{OH}$	103
Г. А. Ахундов, Г. Б. Абдуллаев, Г. Д. Гусейнов, Р. Ф. Мех-тиев, М. Х. Алиева, Э. С. Гусейнова, И. А. Гасанова. Полупроводники $\text{A}^{III}\text{B}^{VI}$	107
Г. Ф. Султанов. Распад первичного крупного тела и определение элементов его орбиты	115
Р. Э. Гусейнов. Хромосферные вспышки как явление взрывного характера	121
Н. И. Алекперов. О полноте систем собственных и присоединенных векторов несамосопряженного оператора, содержащего нелинейно параметр	127
Р. А. Мамедов, Е. А. Крамер-Агеев, В. И. Поздняков. Угловое распределение тормозного гамма-излучения из толстой мишени	131
С. М. Мамедзаде. Элементы установки рубинового квантового генератора	135

Чапа имзаланмыш 1/VII-1964-чү ил. Кағыз форматы $70 \times 108^{1/16}$. Кағыз кәрәғи 4,25.
 Чап вәрәғи 11,65. һес.-нәшријат вәрәғи 10,9. ФГ 07048. Сифариш 243.
 Тираж 660. Гијмәти 80 гәп.

Азәрбајчан ССР Назирләр Совети Дөвләт Мәтбуат Комитәсинин
 «Гызыл Шәрг» мәтбәәси. Бақы, һәзи Асланов күчәси, № 80.