

АЗƏРБАЙҶАН ССР ЕЛМЛƏР АКАДЕМИЈАСЫНЫН

ХƏБƏРЛƏРИ

ИЗВЕСТИЯ

АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

ФИЗИКА-ТЕХНИКА ВƏ РИЈАЗИЈЈАТ ЕЛМЛƏРИ СЕРИЈАСЫ

Физика



СЕРИЯ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ И МАТЕМАТИЧЕСКИХ НАУК

Физика

3

1973

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

Г. Б. АБДУЛЛАЕВ, Р. М. СЕИДОВ

РАЗВИТИЕ ФИЗИКИ В СОВЕТСКОМ АЗЕРБАЙДЖАНЕ

Пятьдесят лет существования СССР—это торжество ленинской национальной политики. За эти годы все народы нашего государства убедились в великих преимуществах их содружества. Образование советского многонационального государства открыло новые перспективы для интенсивного развития науки, ускорения темпов технического прогресса, бурного роста культуры.

Азербайджанский народ встретил этот праздник, гордый своими трудовыми успехами, являющимися ярким примером торжества ленинской национальной политики КПСС. Большой вклад в это дело внесли ученые Азербайджана, одним из передовых отрядов которых являются представители физической науки.

Азербайджанские физики, руководствуясь историческими решениями XXIV съезда КПСС, проделали большую работу по непосредственному сближению науки с производством, внедрению научных результатов и достижений. Развитие ордена Трудового Красного Знамени Института физики АН Азербайджанской ССР отражает успехи физической науки в республике.

Интерес к физическим и астрономическим наукам в Азербайджане проявлялся еще в средние века. В трудах великих поэтов и мыслителей Низами, Хагани, Физули, Насими, Н. Туси, Авхеда, Табризи и др. рассматривались животрепещущие вопросы естествознания и высказывались стройные мысли относительно многих явлений природы.

В последующем, в эпоху мрачного средневековья и вплоть до начала Великой Октябрьской революции усилившийся гнет религии и иностранных поработителей задержали развитие науки в Азербайджане. Кстати, на эту отсталость в первой половине XIX века обратил внимание Мирза Фатали Ахундов.

Горько высмеивал М. Ф. Ахундов культурную отсталость Азербайджана: „Да, ты любезнейший Джалал-уд-Довле, и твои соотечественники, Вы не имеете, к сожалению, понятия об электричестве, да и не захотите даже иметь его. Потому, что к чему Вам знать, что такое электричество? Ведь оно не поведет Вас в рай и не спасет от адского огня“ (М. Ф. Ахундов—„Письмо Кемал-уд-Довле“).

В отсталой колониальной стране, под двойным гнетом царизма и Ислама, наука, естественно, не находила соответствующих условий для своего развития. Серьезных научных работ по физике и математике не было, не считая некоторых геофизических наблюдений.

Только после установления Советской власти начинается действительно всестороннее стремительное развитие науки в Азербайджане.

© Издательство „Элм“, 1973 г.



РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ: А. И. Гусейнов (редактор), Ю. А. Сеидов (зам. редактора), Г. Б. Абдуллаев, М. И. Алиев, Д. Э. Аллахвердиев, Ю. А. Амензаде, Н. А. Гулиев, Ч. М. Джуварлы, Р. А. Еганов (ответств. секретарь), Г. Ф. Султанов, З. И. Халилов.

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

В 1919 г. в Баку открывается первое высшее учебное заведение—Азербайджанский государственный университет, а затем Политехнический институт. Эти два вуза явились первыми очагами научных исследований в области физики, которые были начаты под руководством проф. С. Н. Усатого. Они были связаны с изучением проводимости кристаллов, явлением электролиза и поляризации.

В период 1923—1926 гг. проводились работы по изучению изменения магнитного момента стальных и железных стержней при воздействии на них серой кислоты. В те годы вопросами электролиза в твердом теле занимался И. В. Курчатов, будучи еще ассистентом кафедры физики Азербайджанского политехнического института, чье имя впоследствии стало неразрывно связано с развитием ядерной физики в СССР. Исследования И. В. Курчатова послужили толчком для развития физики твердого тела в Азербайджане. После года работы И. В. Курчатов в 1926 г. был приглашен академиком А. Ф. Иоффе в Физико-технический институт АН СССР.

Позже для развития физики в Азербайджане создаются более благоприятные условия. Физические лаборатории оснащаются отечественным и зарубежным оборудованием как по линии Наркомпроса Азербайджанской ССР, так и по линии Азнефти, заключаются договоры на научно-исследовательские работы, представляющие интерес для нефтяной промышленности. Таким образом, с 1926 г. научно-исследовательские работы в области физики стали носить более целеустремленный характер и выполнялись с учетом нужд народного хозяйства республики. В этот же период создается Азербайджанский нефтяной исследовательский институт им. Куйбышева с физико-рентгеновской и физико-химической лабораториями. В 1930 г. в Баку открывается научно-исследовательский институт „Нефтебезопасность“ с физической лабораторией по изучению опасных и вредных условий работы и разработке оздоровительных мероприятий на нефтепромыслах и заводах, которую возглавил А. Г. Алфимов. Еще одна физическая лаборатория была создана в Азербайджанском педагогическом институте им. Ленина.

За период 1927—1932 гг. этими лабораториями были проведены многочисленные исследования, результатом которых явилась публикация 32 научных работ, имеющих важное теоретическое и практическое значение. Азербайджанские физики старшего поколения с благодарностью вспоминают своих первых учителей Н. С. Усатого, Е. Б. Лопухина, положивших много энергии и труда.

Нельзя не отметить плодотворную педагогическую деятельность Р. Б. Меликова, М. Р. Эфендиева и Б. Р. Мирзоева, сделавших первые шаги в области преподавания физики и математики на азербайджанском языке в вузах Азербайджана.

Новым периодом в развитии физики явилась организация Азербайджанского отделения Закавказского филиала Академии наук СССР в 1932 г. и учреждение при нем сектора физики, объединившего под единым руководством проф. Е. Б. Лопухина вузовские исследовательские ячейки.

Перед сектором, состоящим из секции экспериментальной физики и секции геофизики, была поставлена цель—не только проводить теоретические научные исследования, но и решать прикладные вопросы, связанные с грандиозными задачами социалистических пятилеток. Задачи были ясно сформулированы самим проф. Е. Б. Лопухиным. Он писал в частности: „Организация и развитие сектора физики, имея в виду изучение и утилизацию производительных сил страны, должны быть главным образом направлены в сторону применения физических методов исследования в различных областях естествознания“.

Начиная с 1934 г., расширяется сотрудничество с ведущими физическими институтами СССР, оказавшееся весьма плодотворным для развития физических исследований в Азербайджане и подготовки высококвалифицированных физиков для Сектора.

Так, Х. И. Амирханов, например, был командирован в Ленинград, в Физико-технический институт для обсуждения работы по установлению метода терморазведки на нефть, произведенной в Секторе физики. Было налажено тесное сотрудничество со Всесоюзным институтом гидротехники и мелиорации (Москва) в целях ознакомления с установками по изучению фильтрации воды (воздуха) в почвенных монолитах.

Если проследить за работами, сделанными в Секторе физики, как опубликованными в печати, так и внедренными в производство в предвоенные годы, то станет ясно, сколь велика и полезна была его научная и практическая деятельность. Особенно ценно, что многие работы были выполнены кадрами физиков, выросших и воспитанных в нашей республике—ранее отсталой и неграмотной окраине царской России. Это явилось ярким подтверждением правильности политики Коммунистической партии, взявшей курс на индустриализацию страны.

Необходимость физических исследований ощущалась во всех отраслях социалистического хозяйства республики. Назревал вопрос о необходимости создания в Азербайджане Института физики. Однако этому помешала война.

1941 г. явился годом перестройки деятельности Сектора, который стал работать непосредственно на нужды обороны страны, выполняя мелкие заказы и разрешая ряд крупных проблем, имеющих народно-хозяйственное и оборонное значение.

В начальный период Великой Отечественной войны в связи с временной оккупацией немецко-фашистскими войсками некоторых индустриально развитых районов страны и условиями военного времени в промышленности республики остро чувствовалась нехватка дефицитного сырья и промышленных изделий.

В ответ на призыв Коммунистической партии Азербайджана—всемерно использовать местные ресурсы для обеспечения промышленности, работающей на нужды обороны страны, недостающим сырьем и промышленными изделиями Сектор физики своими исследованиями и быстрым внедрением их результатов, а также широкой консультативной помощью промышленности внес посильную лепту в это важное дело.

Сектором была проведена интересная работа по разработке магнитного метода обнаружения инородных тел при ранениях (ферролокаметра) под руководством проф. Я. Г. Дорфмана. Целью работы было—создать простой аппарат, без дефицитных деталей и материалов, могущий дополнить, а в простейших случаях и заменить собою рентген и тем самым разгрузить рентгенокабинеты и сэкономить средства для приобретения оборудования.

В результате исследований был сконструирован и испытан в клинических условиях магнитный аппарат, основанный на принципе магнитометра, позволяющий обнаружить местоположение, а также определить глубину залегания инородных предметов в теле больного. А для ускорения процесса определения глубины залегания осколков строилась номограмма.

В Секторе под руководством З. И. Ализаде была проведена исследовательская работа по использованию бакинского нефтяного кокса для изделий войсковой связи (микрофонного порошка, мембран и т. д.). Были созданы также приборы для проведения различного рода анализов продукции нефтеперерабатывающих заводов.

Ф. Эфендиевым был разработан и уточнен технологический метод получения аммиака и азотной кислоты на базе существующего производства сырья, имеющегося в г. Баку.

Таким образом, плодотворная работа, проделанная Сектором физики АзФАН во время Великой Отечественной войны и особенно в ее начальный период, когда враг временно оккупировал часть промышленно развитой территории Советского Союза, принесла большую пользу в укреплении народного хозяйства и оборонной мощи страны.

В марте 1945 г., учитывая широкий размах и большую роль Сектора физики в развитии физических исследований, в связи с организацией Академии наук Азербайджанской ССР по решению ЦК Компартии Азербайджана и правительства республики на базе Сектора был создан Институт физики и математики.

Создание Института в период, когда еще не завершился окончательный разгром фашистской Германии, когда страна не залечила ран, нанесенных войной, явилось ярким доказательством внимания и заботы Коммунистической партии и Советского правительства о развитии науки.

Первоначально основная деятельность Института физики заключалась в развитии научных вопросов, связанных с развитием нефтяной промышленности. Кроме этого, велась исследовательская работа и по другим вопросам, имеющим общее научно-теоретическое значение. Приступила к работе терминологическая комиссия Института по составлению физико-математических терминов на азербайджанском языке.

Послевоенный этап развития Института физики характеризуется резким расширением исследований. Институт становится центром, в котором сосредоточивается значительная часть физиков Азербайджана. Обновляется его научный состав.

В 1947 г. по решению президиума АН Азербайджанской ССР проводится реорганизация Института которая определила направление работ в решении научных вопросов, связанных с развитием нефтяной промышленности республики.

Институтом был разработан новый метод механического каротажа скважин, при котором путем предварительного определения дисперсности разбуриваемой породы и расходуемой энергии на единицу скорости проходки определялась твердость пород. Описание метода и результаты лабораторных исследований, а также разработанная конструкция аппарата были представлены в техническое управление Министерства нефтяной промышленности СССР.

Под руководством Х. И. Амирханова аспирантом Г. Б. Абдулаевым были проведены исследования поверхностно-контактных явлений в полупроводниках и получен ряд новых данных, подтверждающих ранее предложенную Сектором физики АзФАН теорию выпрямительного действия закисы меди, а также констатировано существование этого явления в других полупроводниках. Посредством рентгенографических и оптических методов исследовались физические свойства сырья, получаемого из недр Азербайджана.

Научная деятельность Института физики координируется с другими институтами АН Азербайджанской ССР, с родственными институтами АН СССР, отраслевыми институтами и вузами. Так, исследования бензиновых фракций нефтей Азербайджана велись группой молекулярной спектроскопии института совместно с лабораторией химии нефти Института нефти АН Азербайджанской ССР. Лаборатория физики металлов и полупроводников имела тесную связь с лабораторией полупроводников Ленинградского физико-технического института, выражающуюся в совместной работе по изучению выпрямительных свойств полупроводников. Проводилась работа и по внедрению результатов исследований на заводах, изготавливающих выпрямители.

В этот период Институт АН Азербайджанской ССР развил широкую организационную деятельность. С 1947 г. в Институте проводится еженедельный семинар, на котором обсуждаются наиболее актуальные проблемы современной физики. С первым докладом по теме: „Об образовании контактного сопротивления в полупроводниках“ выступил Г. Б. Абдуллаев. В том же году в Институте был организован общеакадемический физический коллоквиум, на котором обсуждались актуальные вопросы науки и техники. Кроме того, сотрудниками Института делались различные доклады для популяризации физических знаний во многих учреждениях и на предприятиях республики, публиковались статьи в научно-популярных журналах и в газетах.

С 1950 г. в развитии Института физики и математики наступает новый этап. Институт пополняется высококвалифицированными кадрами, разнообразной аппаратурой и приборами. Открывается отдел астрономии. Начиная с этого периода, проводятся комплексные исследования полупроводников, изучаются различные оптические свойства кристаллофосфоров, радиоспектроскопическим, оптическим и другими методами изучаются жидкости, проводятся рентгенографические и электронографические исследования различных кристаллов и тонких пленок.

В первые годы этого периода тематика научно-исследовательских работ охватывала весьма широкий круг различных областей физики. Проводились исследования в области полупроводников и металлов, изучались вопросы физики жидкого состояния, проблемы горения, спектроскопия атомов и молекул. Рассматривались вопросы, связанные с физикой нефти и нефтепродуктов. Впоследствии более целенаправленными стали исследования по физике полупроводников и спектроскопии атомов и молекул, имеющие важное научное и практическое значение.

В период 1950—1959 гг. физиками республики были достигнуты значительные успехи. По проблеме „Физика твердого тела“ исследовательские работы проводились в Институте физики, на кафедрах АГУ им. С. М. Кирова, АЗИИ (ныне Институт нефти и химии) и Политехнического института. Разрабатывались некоторые вопросы, связанные с комплексом свойств металлов и полупроводников. За этот же период в Институте были развернуты широкие исследования в различных областях физики твердого тела, начаты работы по теоретическому исследованию свойств магнитных кристаллов, построена многоэлектронная теория косвенного обменного взаимодействия, исследован магнитный резонанс в магнетиках.

В этот же период экспериментально изучались явления на $p-n$ -переходах в некоторых полупроводниках. Исследованы физические процессы, происходящие в селеновых, купроксных и германиевых выпрямителях.

Электронографическим, рентгеновским методами и с помощью радиоизотопов установлено, что действие селеновых выпрямителей и фотоэлементов с кадмиевым катодом обусловлено наличием электронно-дырочного перехода, образующегося при термической и электрической формовках. В результате этих исследований были получены селеновые вентильные фотоэлементы с повышенными к. п. д. и высоковольтные селеновые выпрямители с искусственно созданными $p-n$ -переходами.

Кроме того, было обнаружено и изучено новое явление, заключающееся в резком возрастании электропроводности $p-n$ -переходов германиевых, селеновых выпрямителей и ряда полупроводников с понижением температуры при сильных электрических полях. Установлено, что механизм этого явления заключается в ударной ионизации.

Были также проведены структурные и термохимические исследования ряда полупроводников: Рентгенографическим методом изучены структура и совершенство ряда полупроводников. Изучена анизотропия атомного фактора рассеяния рентгеновских лучей в некоторых кристаллах, в том числе в кристаллах со структурой алмазного типа (Ge, Si и алмаз), что позволило выяснить характер и величину силы связи атомов в них.

В ходе исследований были получены новые полупроводниковые материалы и созданы на их основе приборы. Методом зонной кристаллизации получены монокристаллы высокой чистоты. Изучены их электропроводность, эффект Холла, фотопроводимость, время жизни носителей тока.

Изготовлены приборы для определения теплопроводности и теплоемкости твердых и жидких тел с чувствительным полупроводниковым термoelementом, а также прибор для определения температурной зависимости упругости насыщенных паров твердых тел методом радиоизотопов с автоматической записью. Изготовлены термоэлектропреобразователи из природного галенита месторождения Азербайджанской ССР.

Все проблемы, разрабатываемые Институтом физики и на физических кафедрах вузов республики, в этот период координировались во всесоюзном масштабе. Соответствующими координационными центрами являлись Комиссия по полупроводникам и Комиссия по спектроскопии и люминесценции при Академии наук СССР. На основе решения этих комиссий на Институт физики Академии наук Азербайджанской ССР было возложено выполнение отдельных тем с применением радиоизотопов.

По решению Совета Министров СССР, учитывая широту исследований, Институт физики стал одним из головных координирующих исполнителей по комплексному исследованию физических свойств селена.

Ряд организационных мероприятий в период 1956—1959 гг., проведенных под руководством директора Института физики Г. Б. Абдуллаева, явился серьезным фактором в деле ускорения и улучшения научно-исследовательских работ. Из состава Института были выделены лаборатории и секторы, не соответствующие узкому физическому профилю (Сектор астрофизики и лаборатория геофизики). В результате этих мероприятий в мае 1959 г. на базе Института физики и математики были образованы два самостоятельных института: Институт физики и Институт математики и механики.

До революции в Азербайджане не было физиков-ученых. Но уже к концу 50-х гг. в научно-исследовательской работе, выполняемой в Институте физики и на физических кафедрах вузов, были заняты три доктора и более 40 кандидатов наук, а также большая армия молодых специалистов физиков, инженеров, химиков и т. д. Весьма отрадно, что женщины-азербайджанки, бывшие до революции бесправными членами общества, ныне с гордостью носят звание советских ученых-физиков и принимают активное участие в разработке важнейших вопросов современной физики.

В аспирантуре республики и центральных научно-исследовательских учреждениях в этот период занимаются более 30 аспирантов-физиков. Ряд ученых-физиков республики успешно работает над докторскими диссертациями. Подготовка специалистов в республике ведется на физических факультетах АГУ и АПИ. В 1959 г. в АГУ был создан физический факультет. Развиваются и ширятся связи физиков республики с отечественными и зарубежными коллегами. Научно-исследовательские работы Института физики Академии наук Азербайджанской ССР и физических кафедр вузов республики проводятся в

тесной связи с ЛФТИ АН СССР, Институтом полупроводников Академии наук СССР, Физическим институтом Академии наук СССР, соответствующими факультетами МГУ, ЛГУ и т. д.

В ноябре 1957 г. было проведено совещание по комплексному исследованию физических и физико-химических свойств полупроводников, организованное по постановлению Совета Министров СССР при головном учреждении—Институте физики АН Азербайджанской ССР совместно с Сибирским физико-техническим институтом и химическим факультетом МГУ. В 1958 г. было созвано Республиканское совещание по селеновым выпрямителям совместно с представителями московских заводов, а также физического факультета МГУ. В 1962 г. была проведена Всесоюзная конференция по теории полупроводников. Активное участие в работе конференции приняли теоретики Института физики, выступившие с содержательными докладами.

В 60-е годы по проблеме „Физика полупроводников“ в Институте было проведено комплексное исследование ряда технически важных полупроводников и полупроводниковых приборов. Впервые получены монокристаллы селенида теллура с концентрацией носителей 10^{-13} см^{-3} и повышенной фоточувствительностью. Разработана оригинальная методика, позволяющая вырастить крупные монокристаллы селенида теллура. Разработана и усовершенствована установка для получения монокристаллов легкослетучих веществ. Усовершенствование позволило, в частности, получать монокристаллы с равномерным распределением примесей, что контролируется радиоизотопами.

Впервые методом зонной перекристаллизации получены монокристаллы тройного соединения, представляющего интерес для создания термоэлектрических устройств. Скопструирована установка и разработана методика выращивания монокристаллов теллура вытягиванием из расплава. Этим методом получены совершенные монокристаллы теллура высокой чистоты. Разработаны и исследованы в широком температурном и частотном интервале плоскостные и точечные управляемые переключатели с памятью, изготовленные на основе халькогенидов меди и серебра. Получены плечные переключатели с памятью и управляемой характеристикой на базе сульфида меди. Выявлены условия для направленного изменения величины электропроводности поликристаллического селена в интервале $10^{-3} \div 10^{-7} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, что позволит изготавливать изделия на основе селена с заранее заданными параметрами.

Впервые показано наличие инверсии емкости в индуктивность при электролюминесценции фосфид-галлиевых светодиодов. Установлено, что в области интенсивного свечения светодиод обладает индуктивностью ($\nu = 8,4 \text{ МГц}$), а не барьерной емкостью. Был наблюден температурно-размерный эффект в полупроводниковых пленках, заключающийся в температурной осцилляции электропроводности и теплового расширения. Исследована термодинамика образования халькогенидов серебра, позволяющая оптимизировать технологический процесс получения монокристаллов методом химических транспортных реакций.

Получены искусственно-анизотропные кристаллы, проведено комплексное исследование явлений переноса в них и впервые разработан на их основе тензодатчик с высокой термостабильностью. В конце 60-х гг. в результате исследования свойств селена впервые экспериментально были обнаружены парамагнитные центры.

В 1965—1972 гг. была проведена большая работа по внедрению результатов научных исследований в народное хозяйство. В этот период еще более расширяется и укрепляется материально-техническая база. При Институте создается специальное конструкторское бюро.

ро, что значительно ускоряет внедрение исследовательских разработок в производство. Кроме того, была пущена в эксплуатацию криогенная станция и впервые получен жидкий гелий, а впоследствии и жидкий азот, что значительно углубило фронт исследований физических свойств полупроводников при низких температурах.

Была создана лаборатория ЭПР и ЯМР исследований для изучения физико-технических свойств аморфного, кристаллического и жидкого селена с применением указанных высокочувствительных методов. В процессе исследований был выявлен и изучен ряд новых свойств селена. Комплексные исследования явлений переноса в полупроводниках проводились в лаборатории под руководством член-корр. АН Азербайджанской ССР М. И. Алиева. В результате плодотворной работы в лаборатории налажена технология получения кристаллов и легирования их различными примесями.

Созданной в этот период лабораторией квантовой электроники под руководством Э. Ю. Салаева широким фронтом ведутся работы по выращиванию высококачественных монокристаллов, созданию инжекционных лазеров с перестраиваемой частотой излучения. В этой лаборатории совместно с ФИАН СССР был создан источник индуцированного излучения на CaSe . Кроме того, показано, что кристаллы эти же являются перспективными для нелинейной оптики, для квантовой электроники, в частности.

Существенные результаты получены в области электрофизики. Исследования в основном проводились по моделированию волновых процессов на линиях сверхвысокого напряжения и изучению физических свойств полимерных диэлектриков.

Теоретические лаборатории Института ведут широкие исследования в различных областях физики (теории твердого тела, теории магнетизма, полупроводников, физики высоких энергий, теории ядра) и плодотворно сотрудничают с экспериментальными лабораториями.

Основным направлением лаборатории теории твердого тела является исследование спектра элементарных возбуждений и кинетических свойств магнитоупорядоченных кристаллов (включая магнитные полупроводники), лаборатории теории полупроводников—кинетических свойств полупроводников и особенностей их зонного спектра, лаборатории ядерной физики—исследование моделей слабого взаимодействия элементарных частиц и свойств высоковозбужденных коллективных состояний в атомных ядрах. В лаборатории квантовой теории поля исследуются свойства симметрии взаимодействия элементарных частиц и рассматриваются вопросы рассеяния на квантовых полевых моделях.

Разработанная Институтом в 1965 г. новая методика выращивания монокристаллов твердых растворов, сильно сегрегирующих при кристаллизации, и опробованная на системе германий—кремний была внедрена на опытно-химико-металлургическом заводе при ГИРЕДМЕТЕ в Москве.

Работа по теме: „Получение и исследование активных материалов для квантовой электроники“ была завершена и сдана Государственной комиссии.

В отличие от прошлых лет в этот период резко возрос объем хозяйственных работ. При этом в первую очередь следует упомянуть работы по исследованию селеновых выпрямителей, разработке методики получения монокристаллов твердых растворов, сильно сегрегирующих при кристаллизации (с Институтом металлургии им. Байкова АН СССР), и исследованию остаточных деформаций в сплавах АзНИИНАШ).

В соответствии с планом внедрения научно-исследовательских и опытных работ институтов АН Азербайджанской ССР на 1971 г. Институт физики занимался внедрением в производство десяти работ.

Кроме того, проводилась работа по созданию управляемых полупроводниковых диодов и были достигнуты определенные успехи. Найдены и реализованы пути, способствующие значительному повышению стабильности, а также увеличению пробивного напряжения диодов до 500—600 в, при токах порядка от нескольких сотен до единиц миллиампер.

Осенью 1971 г. вопрос о диодах обсуждался в Москве и Баку, с привлечением самого широкого круга специалистов-физиков и разработчиков полупроводниковых приборов. Намечен к исполнению большой круг мероприятий, связанных с выпуском в 1972 г. серии новых диодов в условиях СКБ Института физики. В 1971 г. некоторые результаты этой работы удостоены премии Ленинского комсомола Азербайджанской ССР.

Интенсивно проводились работы по исследованию полупроводниковых управляемых диодов в пленочном исполнении. Был подобран режим испарения электродов и полупроводника в высоком вакууме. Получены образцы с симметричной и асимметричной характеристиками.

На основе исходных данных Института в СКБ разработано несколько приборов, один из которых экспонировался на ВДНХ, другой—на Международной выставке в г. Пловдиве (Болгария). Разработанное Институтом в 1970 г. калориметрическое устройство для определения теплот смачивания почв, в соответствии с планом мероприятий АН Азербайджанской ССР передано СКБ Института физики АН Азерб. ССР для завершения конструирования и изготовления действующего образца.

В период 1965—1972 гг. Институт физики принимал активное участие в организации конференций и совещаний по различным актуальным проблемам современной физики. В октябре—ноябре 1966 г. в Баку было проведено Всесоюзное совещание по теории полупроводников, на котором было представлено шесть докладов сотрудников Института.

В 1968 г. Институт физики совместно с ШАО приняли активное участие в организации и проведении выездной научной сессии Отделения общей физики и астрономии АН СССР совместно с Отделением физико-технических и математических наук АН Азербайджанской ССР и научным Советом по физике и химии полупроводников АН СССР. Сессия в своем решении отметила значительные успехи, достигнутые в организации и развертывании работ по физике полупроводников, в частности по селену, теллуру и полупроводниковым приборам на их основе, получению, исследованию и разработке приборов на основе двойных и тройных соединений селена, исследованию и практическому использованию естественного галенита Азербайджанского месторождения. Особо была отмечена организация СКБ для разработки и изготовления больших партий полупроводниковых термоэлектрических преобразователей, охлаждающих устройств и разработка нового типа диодов, на основе которых могут быть созданы специальные полупроводниковые приборы.

В том же году Институт физики совместно с комиссией по спектроскопии АН СССР организовал и провел Всесоюзный симпозиум по вращательным спектрам молекул. Решения сессии способствовали усилению научно-исследовательских работ в соответствующих направлениях. Симпозиум в своем решении отметил, что Институт физики АН Азербайджанской ССР занимает ведущее место в СССР по исследованию микроволновых вращательных спектров молекул. Созданная в Институте под руководством член-корр. АН Азербайджанской ССР Л. И. Иманова модель газового радиоспектрометра, обладающая высокими техническими параметрами, может служить образцом для

выпуска промышленной серии. Симпозиум рекомендовал организовать опытно-серийный выпуск газовых радиоспектрометров на основе разработки Института физики АН Азербайджанской ССР.

В апреле 1970 г. была проведена конференция молодых ученых-физиков, посвященная 100-летию со дня рождения В. И. Ленина и 50-летию Азербайджанской ССР. С научными докладами выступили молодые ученые из институтов Академии наук и высших учебных заведений г. Баку.

СКБ Института совместно с секцией научного Совета по прямому преобразованию энергии АН СССР в июне 1970 г. провел в Баку Всесоюзное совещание, в котором принимали участие ученые Москвы, Ленинграда, Киева. Обсуждался вопрос о состоянии прямого преобразования энергии в Советском Союзе и определении ведущего предприятия в этой отрасли. Решением этого совещания СКБ Института физики АН Азербайджанской ССР утвержден головной организацией по разработке, конструированию и выпуску термоэлектрических преобразователей для медицины. На него возложена функция информационного центра Научного Совета по прямому преобразованию энергии АН СССР.

В мае 1971 г. была проведена I Республиканская конференция молодых ученых-физиков. С научными докладами выступили молодые ученые институтов Академии наук и высших учебных заведений Азербайджана, а также гости—представители союзных республик.

С 11 по 15 октября 1971 г. совместно с Научным Советом по комплексной проблеме „Физика и химия полупроводников“ АН СССР, ордена Ленина физико-техническим институтом им. А. Ф. Иоффе АН СССР, Институтом физики в г. Баку была проведена Первая все-союзная конференция по рекомбинационному излучению и полупроводниковым источникам света.

В работе конференции участвовали сотрудники Академий наук СССР и союзных республик, и вузов страны. Обсуждались доклады, посвященные механизму излучательной рекомбинации, стационарным электролюминесцентным свойствам полупроводниковых источников света, кинетике электролюминесценции, технологии изготовления и деградации полупроводниковых источников света. Конференция отметила оригинальность и важность работ по излучательной рекомбинации в сложных халькогенидных соединениях, проводимых в Институте физики АН Азербайджанской ССР.

Из научно-технических проблем, требующих решения в ближайшие годы, конференция определила следующие: увеличение эффективности уже созданных источников света; расширение спектрального диапазона полупроводниковых источников света от области ИК до сине-фиолетового излучения за счет расширения круга используемых полупроводниковых материалов; повышение стабильности и долговечности полупроводниковых источников света и др.

В апреле 1972 г. в Баку состоялся Международный симпозиум по „Взаимодействию адронов при высоких энергиях“, на котором с обстоятельными докладами выступили сотрудники Института физики. В семинаре участвовали физики из Москвы, Дубны, Киева, Еревана, Тбилиси, Минска и других городов Советского Союза, а также ученые зарубежных стран: США, Франции, Швейцарии, ГДР, Венгрии, Болгарии. В числе присутствующих были академики Б. М. Пантекорво, С. И. Вернов, член-корр. АН СССР Ю. Н. Бабаев, Ю. Д. Прокошкин, Е. Л. Фейнберг, Л. П. Фескистов, Д. В. Ширков (пред. оргкомитета).

Международные связи

С начала 60-х годов расширяются международные связи Института. Многие ученые выезжали за границу, главным образом по линии научного туризма, для участия в научных конференциях, конгрессах. Директор института, академик Г. Б. Абдуллаев участвовал в работе Международного конгресса по физике полупроводников в г. Киото (Япония). Член-корр. АН Азербайджанской ССР М. И. Алиев принял участие в работе международных конференций в Париже и США, был в научной командировке во Франции с целью ознакомления с работами французских ученых в области физики полупроводников. Работы сотрудников института широко известны как в Советском Союзе, так и за рубежом. Только в 1969 г. основные результаты работ Института (30 докладов) были доложены и обсуждены на 22-х международных и всесоюзных совещаниях (в Венгрии, Польше, США). В порядке эквивалентного обмена учеными Институт посетили ученые из разных стран.

В 1968 г. приезжали Зигфрид Гесс (из ГДР), доктор Вуллей и Чампна (из Канады) и др., выступили на общепринимательском семинаре с научными докладами. В 1969 г. Институт посетили ученые Жсзеф Кишнтер из университета им. Ш. Атилла в г. Сегед (Венгрия), доктор Отфрид Моделунг, директор Института твердого тела (ФРГ), Вуцек Иренеуш (Польша). В 1970 г.—ученые из Чехословакии: директор Физического института Карлова университета, профессор Проссер и доцент того же университета Худочек. В этом же году сотрудники Института выступали с научными докладами за границей на международных конференциях по микроволновой спектроскопии молекул (Англия), по физике и химии полупроводниковых гетеропереходов и тонкопленочных слоистых структур (Венгрия), по физике полупроводников (США), по получению поливинилхлорида и его исследованию (Чехословакия). Один из ученых института был в длительной командировке в Англии, где изучал вопросы термодинамики металлических сплавов и, в частности, полупроводников.

Группа „Селен“ лаборатории физики полупроводников под руководством академика Г. Б. Абдуллаева поддерживает тесную связь с селеновой лабораторией Берлинского физико-технического института Академии наук ГДР, а также с лабораторией тепловых свойств полупроводников, руководителем которой является ученый Вуллей (Канада). Десятки работ сотрудников Института опубликованы в зарубежной печати. Доклады директора института академика Г. Б. Абдуллаева включались в программу VII Международной конференции по теплопроводности (США) и III Всесоюзной теплофизической конференции.

Г. Б. Абдуллаев выступил с обстоятельным докладом о результатах научно-исследовательских работ по физике полупроводников, проведенных в Институте, на IX Международном конгрессе по физике полупроводников (Москва). Результаты, доложенные в докладе, были встречены с большим интересом учеными разных стран и отмечались в выступлениях.

Большую роль в развитии физической науки Азербайджана сыграли физические кафедры ВУЗов. Так, в настоящее время в составе физического факультета АГУ им. С. М. Кирова работают пять кафедр: экспериментальной физики, теоретической физики, молекулярной физики, физики полупроводников и строения вещества, на которых развита большая научно-педагогическая работа. Полезная работа проводится на кафедрах Физического факультета АПИ им. В. И. Ленина.

В настоящее время в главном центре физической науки в республике—Институте физики АН Азербайджанской ССР, награжденном

за большой вклад в науку орденом Трудового Красного Знамени, функционируют более 30 лабораторий и отделов, оснащенные самым современным оборудованием. В Институте работают около 600 человек, третья часть из которых составляют научные сотрудники, в их числе один член-корр. АН СССР, один академик, два члена-корр. АН Азербайджанской ССР, 11 докторов наук, 110 кандидатов наук.

Азербайджанские физики будут продолжать исследования новых видов кристаллов и создание на их основе лазеров, управляемых диодов, эффективных преобразователей и т. д. Продолжаются работы по спектроскопии атомов и молекул, исследования в области низких температур и магнитных явлений. Кроме того, в связи с тем, что многие актуальные проблемы познания лежат в наше время в пограничных сферах науки, начаты исследования влияния химического элемента селена на зрение. Так, в недавно открытой лаборатории биопластики совместно с Институтом физиологии АН Азербайджанской ССР ведутся работы по выявлению участия селена в деятельности фоторецепторного аппарата.

Но главным направлением исследований в Институте является физика полупроводников и, в частности, получение и исследование полупроводников заданного состава и структуры, использование их физических свойств для создания новых преобразователей, улучшение параметров существующих приборов. Две работы в этой области удостоены Государственной премии Азербайджана, получены две Золотые медали на Международной лейпцигской ярмарке, большое число работ зарегистрировано в Комитете по делам изобретений и открытий при Совете Министров СССР.

В ответ на большую заботу нашей партии, направленную на развитие советской науки, как производительной силы общества, сотрудники Института мобилизуют все свои силы и возможности для выполнения стоящих перед ними заданий IX пятилетки.

Н. Б. Абдуллаев, Р. М. Сеидов

Совет Азербайджанца физиканын инкишафы ХУЛАСЭ

Мәгаләдә Совет Азәрбајҹанында физика елминин инкишафынын аҹры-аҹры мәрһәләләри кәстәрилмишдир.

Азәрбајҹан ССР Елмләр Академијасы Физика Институтунун ҹардылмасы илә Азәрбајҹанда физика елминин әсасы гоҹулду.

Мәгаләдә Совет Азәрбајҹанында физика елминин индики сәвијәси вә онун халг тәсәррүфатында ролу әкс етдирилмишдир.

G. B. Abdullayev, R. M. Seidov

The development of physics in Soviet Azerbaijan SUMMARY

The major stages of development of physics in Soviet Azerbaijan is considered.

The essential contribution of Physical Institute of the Academy of Sciences of the Azerbaijan SSR to the development of physics in this republic is marked.

The present situation of physical science of Azerbaijan is shown.

К. Э. ЗУЛЬФУГАРЗАДЕ, Л. А. ГУЛИЕВ, Л. М. ИМАНОВ

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ РЕЛАКСАЦИЯ И МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ДВИЖЕНИЯ В УКСУСНОЙ КИСЛОТЕ И ЕЕ РАСТВОРАХ. III. УКСУСНАЯ КИСЛОТА—БЕНЗОЛ

Анализ [1] диэлектрического спектра релаксационного поглощения жидкой уксусной кислоты показал кажущуюся равноправность описания в терминах двух альтернативных моделей линейной и цик-

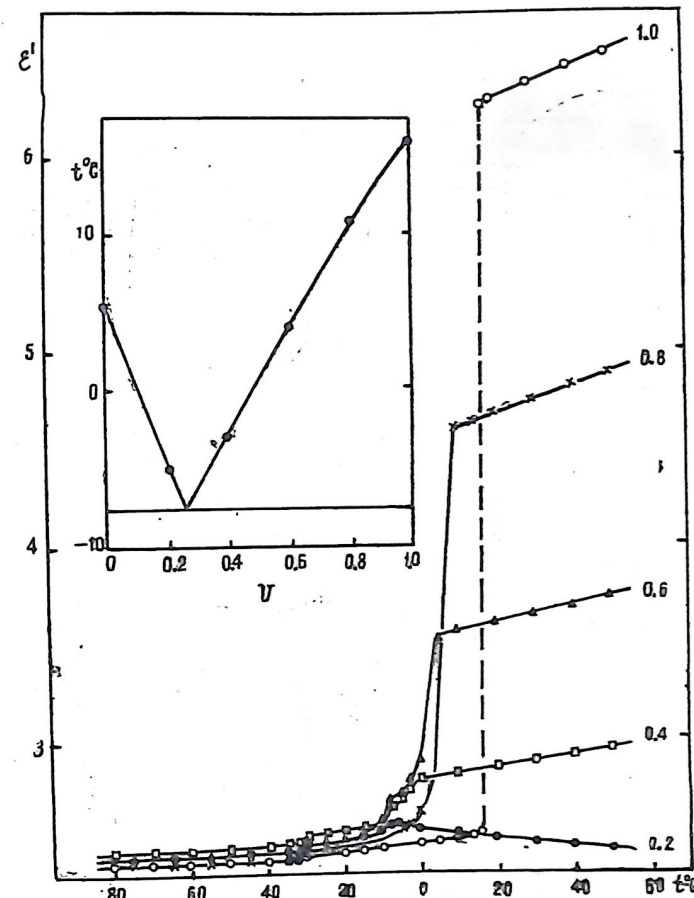


Рис. 1. Температурные зависимости диэлектрических проницаемостей системы уксусная кислота—бензол при частоте 1,6 Мгц и содержании кислоты в объемных долях $v=0,8; 0,6; 0,4; 0,2$. В рамке—диаграмма состояния [4].

Таблица 1

Диэлектрические коэффициенты системы уксусная кислота—бензол при разных длинах волн λ и содержании кислоты в объемных долях v

$t, ^\circ\text{C}$	20		30		40		50	
λ	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''	ϵ'	ϵ''
$v = 0,9$								
40	5,05	0,67	5,18	0,59	5,32	0,52	5,47	0,47
30	4,87	0,81	5,02	0,71	5,19	0,65	5,36	0,60
20	4,54	0,93	4,70	0,92	4,88	0,89	5,09	0,85
10	4,04	0,86	4,19	0,90	4,35	0,95	4,54	1,00
6,4	3,80	0,78	3,91	0,84	4,04	0,91	4,20	0,98
4,4	3,60	0,73	3,70	0,79	3,83	0,86	3,97	0,92
2,1	3,31	0,62	3,39	0,66	3,47	0,72	3,57	0,77
1,2	3,15	0,52	3,21	0,56	3,29	0,62	3,37	0,68
0,75	3,00	0,45	3,05	0,50	3,12	0,54	3,20	0,59
$v = 0,6$								
40	3,52	0,25	3,55	0,23	3,63	0,21	3,70	0,20
30	3,46	0,28	3,51	0,27	3,60	0,26	3,66	0,24
20	3,35	0,34	3,42	0,34	3,49	0,33	3,56	0,32
10	3,15	0,35	3,20	0,37	3,26	0,38	3,33	0,40
6,4	3,04	0,33	3,09	0,34	3,14	0,39	3,20	0,40
4,4	2,96	0,30	3,00	0,31	3,05	0,35	3,10	0,37
2,1	2,85	0,28	2,89	0,30	2,93	0,34	2,97	0,34
1,2	2,74	0,26	2,77	0,28	2,81	0,32	2,86	0,33
0,75	2,64	0,23	2,67	0,25	2,70	0,28	2,74	0,31
$v = 0,2$								
20	2,48	0,044	2,46	0,040	2,44 ₅	0,035	2,43	0,030
10	2,45 ₅	0,062	2,44	0,057	2,43	0,052	2,42	0,046
6,4	2,42 ₅	0,074	2,41 ₅	0,069	2,40 ₅	0,064	2,40	0,058
4,4	2,40	0,078	2,39	0,074	2,38	0,069	2,38	0,064
2,1	2,36	0,080	2,34	0,076	2,35 ₅	0,072	2,34	0,068
1,2	2,33	0,074	2,32	0,072	2,31	0,070	2,31	0,067

Таблица 2

Эффективные релаксационные параметры спектров системы уксусная кислота—бензол

v	0,2	0,6	0,9	1,0
$\tau_0 \cdot 10^{14}$ сек	49,3	45,5	12,3	11,8
u (ккал/моль)	2,0	2,9	3,9	4,0

лической (полярной) ассоциации на основе межмолекулярных водородных связей. С целью конкретизации видов кинетических единиц, ответственных за наблюдаемое поглощение, в настоящей работе изучались спектральные изменения, обусловленные введением в кислоту молекул бензола. Предполагалось, что возможный эффект комплексообразования за счет протоноакцепторных свойств бензольного кольца [2] позволит уменьшить степень неоднозначности молекулярного отнесения спектра.

Экспериментальная часть. Диэлектрические коэффициенты системы уксусная кислота—бензол измерены при длинах волн $\lambda = 40,0; 30,0; 20,0; 10,0; 6,4; 4,4; 2,1; 1,2; 0,75$ см и температурах от 20 до 50°C, а также при частоте 1,6 Мгц и температурах от -80 до 50°C. Сведения о методике, погрешностях и константах указаны в [1, 3].

Результаты. Форма кривой $\epsilon'(T)$ при 1,6 Мгц (рис. 1) согласуется с ожидаемой на основании данных [4] о температурах ликвидуса и солидуса. Диэлектрическое поведение при температурах ниже линии солидуса подтверждает существование двух фаз, обнаруженных в твердой уксусной кислоте [3] и различающихся вращательной подвижностью, с точкой ориентационного плавления около -30°C.

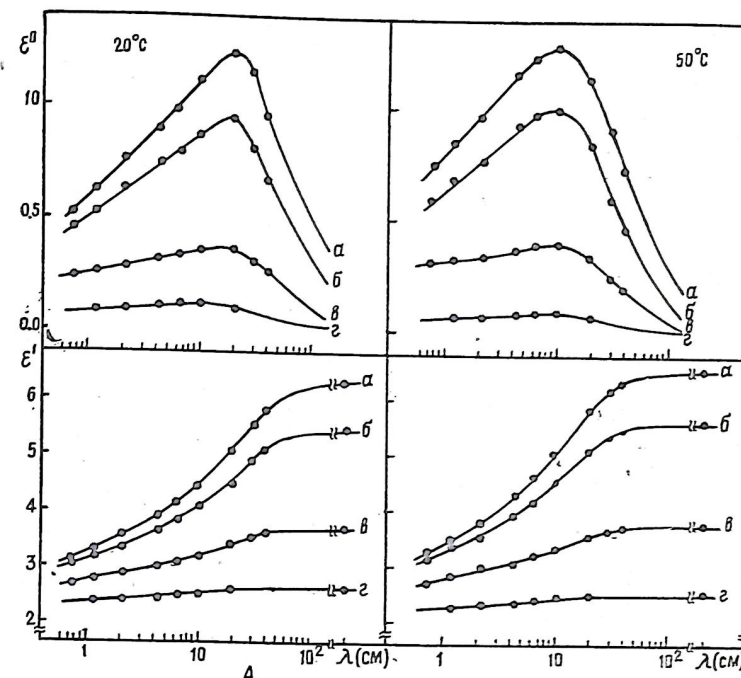


Рис. 2. Зависимости ϵ' и ϵ'' системы уксусная кислота—бензол от длины волн λ при $v = 1,0$ (а); 0,9 (б); 0,6 (в); 0,2 (г).

Значения ϵ' в жидкой фазе следует считать равновесными, поскольку температурный ход ϵ'' при частотах ниже 10⁷ гц полностью определяется сквозной проводимостью [5]. Дисперсия начинается при длинах волн короче примерно 50 см (рис. 2 и табл. 1), смещаясь к более высоким частотам с повышением температуры и разбавлением. Отвечающие пикам кривых $\epsilon''(\lambda)$ величины времени релаксации подчиняются соотношению $\tau = \tau_0 \exp(U/RT)$. Как и в случае чистой кислоты, эти параметры (табл. 2) являются суммарными, что доказывается четким разрешением спектра в линейном представлении.

Результаты анализа спектров изученных растворов в терминах двух релаксационных процессов согласно уравнению

$$\epsilon' - i\epsilon'' = \epsilon_{02} + (\epsilon_{01} - \epsilon_{\infty 2}) \{c_1(1 + i\omega\tau_1)^{-1} + c_2[1 + (1 + i\omega\tau_2)^{1-\alpha_2}]^{-1}\} \quad (1)$$

$$[c_j = (\epsilon_{0j} - \epsilon_{\infty j}) (\epsilon_{01} - \epsilon_{\infty 2})^{-1}, \quad \epsilon_{01} = \epsilon_{02}, \quad \tau_1 > \tau_2]$$

сведены в табл. 3. Минимум в концентрационном ходе времени релаксации τ_2 свидетельствует о возможности дальнейшего разделения ВЧ-области. Результаты анализа уравнения

$$\epsilon' - i\epsilon'' = \epsilon_{\infty} + (\epsilon_{01} - \epsilon_{\infty 3}) \sum_{j=1, 2, 3} c_j [1 + (i\omega\tau_j)^{1-\alpha_j}]^{-1} \quad (2)$$

(где $\epsilon_{01} = \epsilon_{02}$, $\epsilon_{\infty 2} = \epsilon_{\infty 3}$, $\tau_1 > \tau_2 > \tau_3$, $\alpha_1 = 0$) даны в табл. 4. Параметры НЧ-области идентичны указанным в табл. 3.

В табл. 5 приведены весовые доли c_j выделенных процессов, рассчитанные по данным табл. 3, 4. В целях сравнения повторены значения c_j чистой кислоты [1].

Таблица 3

Реаксационные параметры спектров системы уксусная кислота—бензол по уравнению (1)

$t, ^\circ\text{C}$	ϵ_{01}	ϵ_{02}	$\epsilon_{\infty 2}$	α_2	τ_1	τ_2
$\nu = 0,2$ ($u_1 = 2,2; u_2 = 1,7$)						
20	2,50	2,40	2,28	0,00	50	7,5
30	2,48	2,39	2,27	0,00	43	6,9
40	2,46	2,37	2,26	0,00	40	6,3
50	2,44	2,36	2,26	0,00	36	5,7
$\nu = 0,6$ ($u_1 = 3,0; u_2 = 2,2$)						
20	2,60	3,00	2,45	0,15	88	6,0
30	3,64	3,02	2,44	0,14	74	5,2
40	3,68	3,04	2,43	0,13	62	4,6
50	3,73	3,06	2,43	0,12	55	4,3
$\nu = 0,9$ ($u_1 = 3,7; u_2 = 2,4$)						
20	5,40	3,93	2,55	0,26	112	9,0
30	5,46	3,98	2,54	0,25	92	8,0
40	5,53	4,03	2,53	0,24	76	6,8
50	5,60	4,09	2,53	0,23	62	6,2

 $\tau \cdot 10^{12}$ сек; u (ккал/моль).

Таблица 4

Релаксационные параметры спектров системы уксусная кислота—бензол по уравнению (2) НЧ-данные из табл. 3

$t, ^\circ\text{C}$	ϵ_{02}	ϵ_{03}	$\epsilon_{\infty 3}$	τ_2	τ_3	α_2	α_3
$\nu = ,2$ ($u_1 = 2,2; u_3 = 1,7$)							
20	—	2,40	2,28	—	7,5	—	0,0
30	—	2,39	2,27	—	6,9	—	0,0
40	—	2,37	2,26	—	6,3	—	0,0
50	—	2,36	2,26	—	5,7	—	0,0
$\nu = 0,6$ ($u_1 = 3,0; u_2 = 2,1; u_3 = 1,9$)							
20	3,00	2,80	2,45	17,0	4,0	0,0	0,0
30	3,02	2,83	2,44	15,0	3,5	0,0	0,0
40	3,04	2,85	2,43	13,2	3,2	0,0	0,0
50	3,06	2,88	2,43	12,0	2,9	0,0	0,0
$\nu = 0,9$ ($u_1 = 3,7; u_2 = 2,3; u_3 = 2,0$)							
20	3,93	3,16	2,55	22,5	3,0	0,10	0,09
30	3,98	3,18	2,54	19,5	2,6	0,09	0,08
40	4,03	3,19	2,53	17,5	2,3	0,08	0,08
50	4,09	3,21	2,53	15,4	2,1	0,08	0,08

 $\tau \cdot 10^{12}$ сек; u (ккал/моль).

Обсуждение. К наиболее важным результатам анализа следует отнести:

1) присутствие в спектрах всех изученных растворов дебаевского НЧ-вклада с почти неизменным относительным весом c_1 ;

2) значительное перераспределение относительных весов c_2 и c_3 с ростом доли бензола, приводящее к устранению промежуточного вклада в спектре раствора $\nu = 0,20$;

3) примерно двукратное увеличение значений ВЧ-времени релаксации при переходе от $\tau = 1,0$ к $\nu = 0,20$.

Таблица 5

Весовые доли G_1 выделенных релаксационных процессов в спектрах системы уксусная кислота—бензол

ν	0,2		0,6		0,9		1,0	
$t, ^\circ\text{C}$	20	50	20	50	20	50	20	50
c_1	0,45 ₆	0,44 ₅	0,52 ₂	0,51 ₆	0,51 ₆	0,49 ₂	0,56 ₆	0,48 ₇
c_2	—	—	0,17 ₄	0,13 ₈	0,27 ₀	0,28 ₇	0,31 ₂	0,32 ₇
c_3	0,54 ₅	0,55 ₆	0,30 ₄	0,34 ₆	0,21 ₄	0,22 ₁	0,18 ₃	0,18 ₆

Эти факты позволяют более уверенно рассмотреть предложенные в [1] механизмы релаксации кислоты. Прежде всего очевидна высокая устойчивость полярных ассоциатов, вклад которых сохраняется во всем перекрытом интервале составов. В свою очередь, резкая несогласованность концентрационных зависимостей c_1 и c_2 однозначно исключает отнесение ПЧ-процесса к движениям молекул, входящих в открытые мультимеры.

Рост τ_3 с разбавлением может быть вызван несколькими причинами. С учетом протонсакцепторных свойств бензольного кольца образование межмолекулярных водородных связей ОН... π -типа должно привести к повышению значений времени релаксации, относимых к мономерам в спектре чистой кислоты. С другой стороны, последние могут увеличиваться за счет затрудненности движения, обусловленного более крупными размерами молекул растворителя. Наконец, вязкость бензола превышает гипотетическую вязкость, отвечающую несвязанным молекулам кислоты, что также может привести к обнаруженному эффекту. Есть основания полагать, что изучение спектра системы кислота—хлорбензол устранил или значительно уменьшит эту неоднозначность.

В целом анализ диэлектрического спектра релаксационного поглощения системы уксусная кислота—бензол показывает, что каждый из выделенных процессов создан только одним видом кинетических единиц, независимым от существования других видов. С этой точки зрения из двух альтернативных моделей ассоциации кислоты [1] более самосогласованной представляется модель циклических (полярных) мультимеров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зулфугарзаде К. Э., Гулиев Л. А., Иманов Л. М. „Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук“ (в печати).
2. Иманов Л. М., Зулфугарзаде К. Э., Бафадаров З. А. ЖФХ, 1968, 42, 2450.
3. Зулфугарзаде К. Э., Гулиев Л. А., Иманов Л. М. „Ж. структур. химии“, 1970, 11, 776.
4. Timmermans J. Phys. Chem. constants of binary systems in conc. solut., vol. 2, N.-Y., 1959.
5. Гулиев Л. А. Канд. дисс., ФИАН Азерб. ССР, Баку, 1972.

Институт физики
АН Азерб. ССР

Поступило 23. III 1972

Сиркэ-туршусу вэ онун мэхлулларында диелектрик
релаксацијасы вэ молекулјар нэрэкэт.
III. Сиркэ туршусу-бензол

ХҮЛАСЭ

Сиркэ-туршусу-бензол системинин узунлуғу $\lambda = 40,0; 30,0; 20,0; 10,0; 6,4; 4,4; 2,1; 1,2; 0,75$ см далғада, $20 \div 50^\circ\text{C}$ температур интервалында диелектрик эмсалы вэ удма кэстэричиси өлчүлмүшдүр. Диелектрик удма спектринин анализи эсасында эввэлки ишлэрдэ ирэли сүрүлэн моделлэрдэн полјар гапалы ассосиасијаја үстүнлүк верилмишдир.

K. E. Zulfugarzade, L. A. Guliev, L. M. Imanov

Dielectric relaxation and molecular motions
in acetic acid and solution. III. Acetic acid—benzene

SUMMARY

Dielectric constants and losses measurements at wavelengths of 40,0; 30,0; 20,0; 10,0; 6,4; 4,4; 2,1; 1,2, 0,75 cm have been carried out at 20, 30, 40 and 50°C on acetic acid in concentrated benzene solutions. Measurement of the dielectric constants of the solutions have been done at 1,6M. c. p. s. and at the temperatures from -80 to 50°C .

The data have been used to construct a radiofrequency dielectric spectra of the solutions. It is shown that the dielectric absorption may be characterised by three relaxation times at all the concentrations employed. The molecular mechanisms responsible for resolved processes are discussed.

К. Э. ЗУЛЬФУГАРЗАДЕ, Л. А. ГУЛИЕВ, Л. М. ИМАНОВ

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ РЕЛАКСАЦИЯ И МОЛЕКУЛЯРНЫЕ
ДВИЖЕНИЯ В УКСУСНОЙ КИСЛОТЕ И ЕЕ РАСТВОРАХ.
IV УКСУСНАЯ КИСЛОТА—ХЛОРБЕНЗОЛ

Динамическое диэлектрическое поведение системы уксусная кислота—бензол [1] подтверждает возможность отнесения спектров чистой кислоты и ее растворов с помощью модели циклических (полярных) мультимеров. При анализе данных [1] отмечены также косвенные признаки исправленных взаимодействий между молекулами кислоты и бензола. С учетом специфики метода можно было полагать, что расширение исследования на полярную смесь уксусная кислота—хлорбензол окажется полезным с точки зрения дальнейшего изучения механизма диэлектрических проявлений ассоциации и комплексообразования на основе межмолекулярных водородных связей.

Экспериментальная часть. Диэлектрические коэффициенты системы уксусная кислота—хлорбензол измерены при длинах волн $\lambda = 40,0; 30,0; 20,0; 6,4; 4,4; 2,1; 1; 2; 0,75$ см в температурном интервале $0 \div 50^\circ\text{C}$ и на частоте 1,6 Мгц от -80 до 50°C . Сведения о методике, погрешностях и константах изученных образцов приведены в [2, 3].

Результаты и их обсуждения. На рис. 1 показаны температурные зависимости ϵ' системы при частоте 1,6 Мгц. Определенные отсюда по методу [4] линии ликвидуса и солидуса совпадают с литературными данными [5]. Небольшой загиб на $\epsilon'(T)$ —кривых при температурах ниже линии солидуса, уменьшающийся с ростом доли кислоты, подтверждает наличие релаксационного процесса в твердом хлорбензоле вблизи точки плавления [6]. Значения ϵ' жидких растворов при частотах ниже 10^7 гц являются равновесными. При содержании кислоты $v = 0,75$ объемных долей ϵ_0 не зависит от температуры, что объясняется разными знаками $\partial \epsilon_0 / \partial T$ компонентов. Другая особенность, вытекающая из рис. 1, заключается в существовании больших отрицательных отклонений ϵ_0 от аддитивности (рис. 2).

Дисперсия в жидких растворах начинается в диапазоне дециметровых длин волн (табл. 1). На основании линейных диаграмм спектры всех изученных растворов могут быть описаны в первом приближении суперпозицией двух релаксационных процессов (дебаевского НЧ и симметрично уширенного ВЧ):

$$\epsilon' - i\epsilon'' = \epsilon_\infty + (\epsilon_{01} - \epsilon_{\infty 2}) \{C_1 (1 + i\omega\tau_1)^{-1} + C_2 [1 + (i\omega\tau_2)^{1-\alpha_2}]^{-1}\}, \quad (1)$$

где

$$C_j = (\epsilon_{0j} - \epsilon_{\infty j}) (\epsilon_{01} - \epsilon_{\infty 2})^{-1}, \quad \epsilon_{\infty 1} = \epsilon_{02}, \quad \tau_1 > \tau_2.$$

Рассчитанные по данным табл. 2 спектры хорошо согласуются с наблюдаемыми [3]. Значения времени релаксации τ_1 сравнимы с таковыми для чистой кислоты и их отнесение не вызывает трудностей. Вытекающая из этого высокая настойчивость полярных ассоциатов уксусной кислоты означает, что рассматриваемая смесь является микрогетерогенной

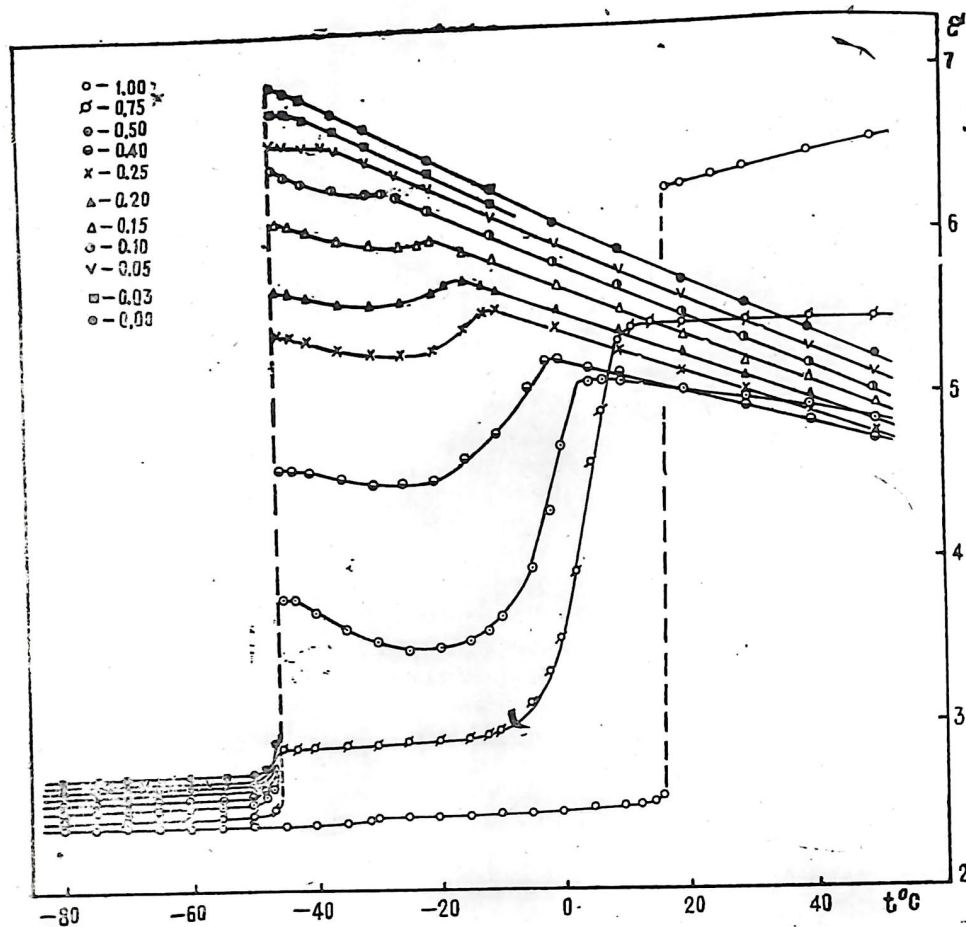


Рис. 1. Температурные зависимости диэлектрических проницаемостей ϵ' системы уксусная кислота—хлорбензол на частоте 1,6 Мгц. Числа у точек—концентрация кислоты в объемных долях.

Следовательно, значение τ_2 должно включать два вклада, отвечающих промежуточному и ВЧ-процессам в спектре кислоты при его разделении на три области [7], и вклад хлорбензола. Допустим, с учетом результатов анализа спектров смесей хлорбензол—н-бутанол [8] и хлорбензол—йодбензол [9], что τ хлорбензола в смеси равно его значению в чистом состоянии. Кроме того, будем считать, что характеристики ПЧ-процесса в спектре чистой кислоты изменяются при введении хлорбензола так же, как в спектре системы кислота—бензол. В табл. 3 сведены параметры уравнения

$$\epsilon' - i\epsilon'' = \epsilon_{\infty 4} + (\epsilon_{01} - \epsilon_{\infty 4}) \sum_j C_j (1 + i\omega\tau_j)^{-1} \quad (j = 1, 2, 3, 4). \quad (2)$$

Здесь индексы 1, 2 и 4 обозначают соответственно НЧ-, ПЧ- и ВЧ-вклады кислоты, индекс 3 относится к хлорбензолу (рис. 3).

Таблица I

Диэлектрические коэффициенты системы уксусная кислота—хлорбензол

$t, ^\circ\text{C}$	λ (см)	40	30	20	6,4	4,4	2,1	1,2	0,75
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$v = 0,75$									
20	ϵ'	5,28	5,14	4,90	4,15	3,94	3,55	3,26	3,02
	ϵ''	0,50	0,64	0,84	0,87	0,83	0,75	0,70	0,61
30	ϵ'	5,31	5,18	4,98	4,24	4,02	3,62	3,34	3,06
	ϵ''	0,44	0,57	0,77	0,90	0,87	0,80	0,73	0,65
40	ϵ'	5,34	5,24	5,06	4,34	4,10	3,70	3,42	3,13
	ϵ''	0,38	0,51	0,71	0,93	0,91	0,84	0,78	0,70
50	ϵ'	5,38	5,30	5,16	4,46	4,18	3,78	3,50	3,20
	ϵ''	0,33	0,43	0,64	0,97	0,95	0,88	0,82	0,75
$v = 0,5$									
10	ϵ'	5,00	4,92	4,82	4,34	4,10	3,58	3,18	2,88
	ϵ''	0,32	0,40	0,53	0,81	0,89	0,98	0,85	0,63
20	ϵ'	4,95	4,88	4,79	4,33	4,11	3,63	3,24	2,94
	ϵ''	0,29	0,37	0,50	0,75	0,83	0,95	0,86	0,68
30	ϵ'	4,90	4,84	4,76	4,33	4,12	3,70	3,33	2,98
	ϵ''	0,26	0,34	0,45	0,70	0,78	0,91	0,88	0,73
40	ϵ'	4,85	4,80	4,73	4,32	4,13	3,75	3,40	3,05
	ϵ''	0,23	0,30	0,41	0,66	0,74	0,87	0,88	0,77
50	ϵ'	4,80	4,77	4,70	4,32	4,14	3,81	3,46	3,12
	ϵ''	0,20	0,26	0,36	0,62	0,71	0,83	0,87	0,82
$v = 0,25$									
0	ϵ'	5,37	5,32	5,22	4,83	4,55	3,62	3,12	2,81
	ϵ''	0,27	0,33	0,50	0,93	1,13	1,24	0,95	0,70
10	ϵ'	5,24	5,20	5,13	4,80	4,56	3,72	3,18	2,84
	ϵ''	0,24	0,31	0,45	0,86	1,04	1,20	1,00	0,75
20	ϵ'	5,12	5,08	5,02	4,75	4,55	3,80	3,25	2,90
	ϵ''	0,21	0,27	0,40	0,77	0,94	1,14	1,03	0,80
30	ϵ'	5,00	4,98	4,92	4,70	4,54	3,90	3,34	2,95
	ϵ''	0,18	0,24	0,34	0,68	0,84	1,09	1,05	0,94
40	ϵ'	4,88	4,84	4,80	4,62	4,50	3,96	3,42	3,00
	ϵ''	0,16	0,21	0,30	0,60	0,75	1,02	1,04	0,88
50	ϵ'	4,75	4,74	4,70	4,53	4,43	4,00	3,48	3,06
	ϵ''	0,14	0,18	0,27	0,55	0,68	0,95	1,03	0,91

Таблица II

Релаксационные параметры спектров системы уксусная кислота—хлорбензол по уравнению (1)

$t, ^\circ\text{C}$	ϵ_{01}	ϵ_{02}	$\epsilon_{\infty 2}$	α_2	τ_1	τ_2	C_1
$v = 0,25$ ($u_1 = 2,9$; $u_2 = 2,1$)							
20	5,15	4,90	2,56	0,02	64,0	10,0	0,09 ₆
50	4,78	4,55	2,51	0,02	40,0	7,2	0,10 ₁
$v = 0,5$ ($u_1 = 3,1$; $u_2 = 2,2$)							
20	5,03	4,43	2,56	0,06	76,0	9,3	0,24 ₃
50	4,85	4,23	2,53	0,05	46,0	6,6	0,26 ₇
$v = 0,75$ ($u_1 = 3,4$; $u_2 = 2,3$)							
20	5,44	4,24	2,58	0,16	92,0	9,2	0,42 ₀
50	5,44	4,20	2,54	0,13	53,0	6,4	0,42 ₇

$\tau \cdot 10^{12}$ сек, u (ккал/моль).

Особо следует подчеркнуть два факта. Во-первых, примерно двукратный рост τ_4 при переходе от $v = 1,0$ ($2,8 \cdot 10^{-12}$ сек при 20°C [7]) к $v = 0,25$, во-вторых, найденное из амплитуды ($\epsilon_{03} - \epsilon_{\infty 3}$) число молекул хлорбензола ($\mu_{\text{эф}} = 1,35D$ [3, 9]) заметно ниже общего числа молекул этого компонента в смеси. Отсюда можно заключить, что ВЧ-область (индекс 4) создана молекулами хлорбензола, не входящими в ароматическую квазирешетку [9], и "свободными" молекулами кислоты или только ее мономерами (в зависимости от конкретной модели ассоциации [1]).

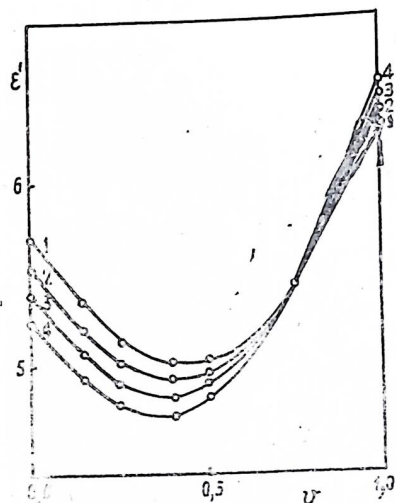


Рис. 2. Равновесные диэлектрические проницаемости ϵ_0 системы уксусная кислота—хлорбензол в зависимости от состава.

растворов дипольные моменты (около $1,2D$) ниже моментов мономеров кислоты ($1,50D$) и хлорбензола ($1,75D$). Этот результат является прямым подтверждением предположенного ранее [1] взаимодействия между π -электронами фенильного кольца и протонами гидроксильной группы кислоты, позволяя объяснить рост τ_4 разбавлением кис-

Если принять, что ВЧ-процесс в спектре чистой кислоты полностью создан мономерами, и воспользоваться парциальными дипольными моментами мультимера и димера кислоты ($3,0$ и $1,9D$, соответственно), найденными при анализе спектра системы кислота—бензол [3], то оказывается возможным оценить число молекул N' участвующих в ВЧ-процессе спектра системы кислота—хлорбензол. Рассчитанные по N и амплитудам ВЧ-областей трех

Таблица 3

Релаксационные параметры спектров системы уксусная кислота—хлорбензол по уравнению (2)

$t, ^\circ\text{C}$	ϵ_{01}	ϵ_{01}	ϵ_{02}	ϵ_{04}	$\epsilon_{\infty 4}$	τ_1	τ_2	τ_3	τ_4
$v = 0,25$ ($u_1 = 2,9; u_3 = 2,0; u_4 = 2,8$)									
20	5,15	—	4,90	2,86	2,56	64,0	—	11,5	5,5
50	4,78	—	4,55	2,95	2,51	40,0	—	8,3	3,5
$v = 0,50$ ($u_1 = 3,1; u_2 = 2,0; u_3 = 2,0; u_4 = 2,7$)									
20	5,03	4,43	4,33	3,06	2,56	76,0	16,0	12,0	4,2
50	4,85	4,23	4,14	3,10	2,53	46,0	11,5	8,7	2,7
$v = 0,75$ ($u_1 = 3,4; u_2 = 2,2; u_3 = 2,0; u_4 = 2,8$)									
20	5,44	4,24	3,80	3,24	2,58	92,0	20,0	12,0	3,5
50	5,44	4,20	3,76	3,24	2,54	53,0	14,0	8,7	2,3

$\tau \cdot 10^{12}$ сек, u (ккал/моль).

лоты в хлорбензоле и отрицательные отклонения равновесной поляризации от аддитивности.

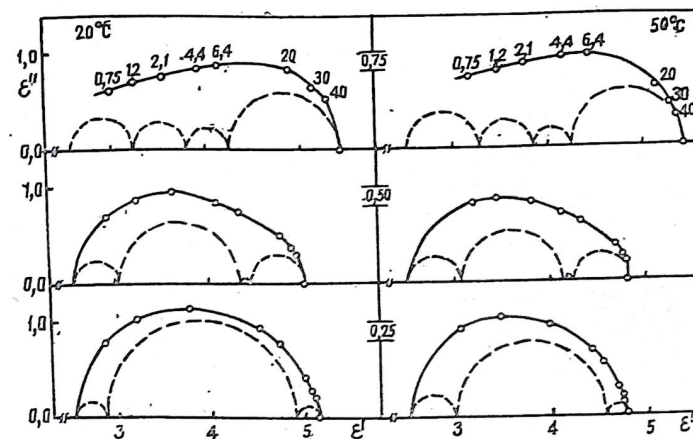


Рис. 3. Дуговые диаграммы системы уксусная кислота—хлорбензол. Пунктиром указано разделение по табл. 3. Числа у точек—длины волн (см).

ЛИТЕРАТУРА

1. Зулфугарзаде К. Э., Гулиев Л. А., Иманов Л. М., Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук" (в печати).
2. Зулфугарзаде К. Э., Гулиев Л. А., Иманов Л. М. ЖСХ, 1970, 11, 776; Тр. аспирантов и молодых ученых АН Азерб. ССР, 1972.
3. Гулиев Л. А. Канд. дисс. ФИАН Азерб. ССР, Баку, 1972.
4. Иманов Л. М., Зулфугарзаде К. Э., Бафадаров З. А., Гулиев Л. А. ЖФХ, 1966, 40, 1271.
5. Timmermans J. The phys.-chem. constants of binary systems in concentration—solut., vol. 3, N—Y., 1960.
6. Зулфугарзаде К. Э., Гулиев Л. А., Иманов Л. М. ДАН Азерб. ССР, 1969, 25, 8.
7. Зулфугарзаде К. Э., Гулиев Л. А., Иманов Л. М. Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук" (в печати).
8. Иманов Л. М., Зулфугарзаде К. Э., Бафадаров З. А. ЖФХ, 1968, 42, 2450.
9. Зулфугарзаде К. Э., Гаджиев Г. А., Иманов Л. М. Л. М. Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-тех. и матем. наук", 1969, № 1.

Институт физики
АН Азерб. ССР

Поступило 18. IV 1972

К. Э. Зулфугарзаде, Л. Э. Гулиев, Л. М. Иманов

Сиркэ туршусу вэ онун маһлулларында диелектрик релаксацијасы вэ молекулјар һэрәкәт.

IV. Сиркэ туршусу-хлорбензол

ХҮЛАСӘ

Сиркэ туршусу-хлорбензол системинин узунлуғу $\lambda = 40,0; 30,0; 20,0; 6,4; 4,4; 2,1; 1,2; 0,75$ см далғада, $0 \div 50^\circ\text{C}$ температур интервалында диелектрик әмсалы (ϵ') вэ удма кәстәричиси (ϵ'') өлчүлмүшдүр.

Диелектрик удма спектринин анализи әсасында мүәјјән едилмишдир ки, алынан нәтичәләр системин микроһетерокенлији һаггындакы фәрзијјә ујғун кәлир. Сиркэ туршусу молекулларынын тутдуғу микрообластлар мономерләрдән, зәиф полјар димерләрдән вэ полјар гапалы мултимерләрдән тәшкил олунмушлар. Сиркэ туршусу-бензол системинә аналожи оларағ, спектрләрин мүғайјәси әсасында, карбоксил протонлары илә бензол һәлгәсинин π -електронлары арасында гаршылығлы тәсир нәтичәсиндә комплекс јарандығы күман едилир.

Dielectric relaxation and molecular motions in acetic acid and its solution. IV. Acetic acid—chlorobenzene

SUMMARY

Dielectric constants and losses measurements at the wavelengths of 40,0; 30,0; 20,0; 6,4; 4,4; 2,1; 1,2; 0,75 cm have been carried out at 20, 30, 40 and 50°C on acetic acid in concentrated chlorobenzene solutions. Measurement of the dielectric constants of the solutions have been done at 1,6 mhc and of the temperatures from -80 to 50°C. The data have been used to construct a radiofrequency dielectric spectra of the solutions. The spectra are interpreted on the basis of a hypothesis about the microheterogeneity of the systems with simultaneous interaction between the components.

М. А. ТАЛИБИ, Э. А. АКОПЯН

О ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА
В СЕЛЕНОВЫХ ДИОДАХ

В настоящей работе была произведена оценка величины времени жизни носителей заряда в селеновых диодах. Исследованы селеновые диоды с $p-n$ -переходом $\text{Se}-\text{CdSe}$ на основе эпитаксиально выращенной монокристаллической пленки селена и диоды на основе поликристаллического селена.

В аморфном селене при значениях подвижностей $\mu_p = 0,15 \text{ см}^2/\text{в} \times \times \text{сек}$, $\mu_n = 10^{-3} \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$ [1] время жизни неосновных носителей заряда $\tau_n \sim 10^{-6} - 10^{-9} \text{ сек}$, а основных $\tau_p \sim 10^{-7} \text{ сек}$ [2-7]. Для монокристалла селена значение τ оказалось равным $\sim 10^{-3} \text{ сек}$ [8]. В селеновых фотоэлементах время жизни неосновных носителей заряда составляет 10^{-6} сек [9, 10].

При наличии этой информации о значении τ в селене в литературе отсутствуют сведения о времени жизни носителей заряда непосредственно в селеновых диодах, хотя в настоящий момент наряду с широким использованием их в качестве выпрямителей тока разновидности селеновых диодов (маломощные стабилизаторы, варикапы, ограничители) [11] также представляют большой интерес.

Время жизни оценивалось по спаду послеинжекционной э. д. с. [12] и по переходным характеристикам переключения диода с прямого направления на обратное [13]. На рисунке представлены полученные для селеновых диодов осциллограммы спада послеинжекционной э. д. с. (а, б) и переходных характеристик переключения диода с прямого направления на обратное (в, г). Длительность инжектирующего импульса 10 мксек, частота следования 1000 гц. Оцененные по этим осциллограммам значения τ оказались $\sim 3 \text{ мксек}$ для диодов с $p-n$ -гетеропереходом $\text{Se}-\text{CdSe}$ на основе монокристаллического селена и $\sim 1 \text{ мксек}$ для диодов на основе поликристаллического селена.

Длина диффузионного смещения неосновных носителей заряда: в селене $L_n \sim 30 \text{ мк}$ [14], в CdSe $L_p = 0,055 \text{ мк}$ [15]. В CdSe время жизни дырок $\tau_p \sim 10^{-8} - 10^{-11} \text{ сек}$ [15, 16, 17]. Исходя из этих данных, полученные нами значения $\tau \sim 10^{-6} \text{ сек}$ для селеновых диодов с $p-n$ -гетеропереходом $\text{Se}-\text{CdSe}$, видимо, можно отнести к неравновесным носителям, инжектированным в p -слой. Величина коэффициента инжекции, оцененная по рисунку (в, г), оказалась равной $\sim 0,2$.

В селене, как в сильновыраженном дырочном полупроводнике величина τ определяется временем захвата электрона на пустые

центры рекомбинации. Оценим S —сечение захвата носителей центрами рекомбинации, которые ограничивают время жизни носителей τ в селеновом диоде. Связь между τ и S при наличии в единице объема

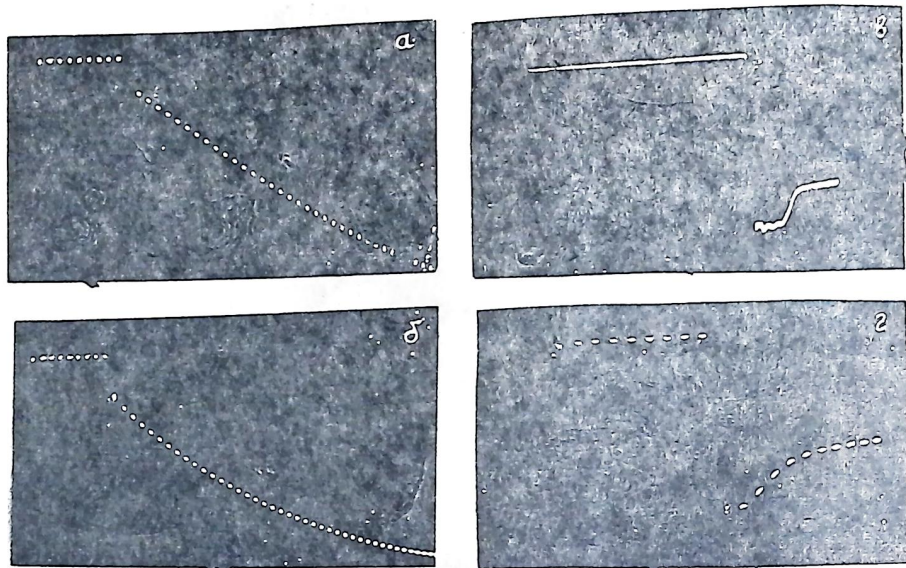


Рис. Осциллограммы переходных характеристик переключения диода с прямого направления на нейтральное (а, б) и с прямого на обратное (в, г). а, в—диод Se—CdSe на основе монокристаллической пленки селена; б, г—диод Se—CdSe на поликристаллическом селене.

кристалла N -центров рекомбинации дается известным соотношением: $\tau = 1/v \cdot S \cdot N$, где v —тепловая скорость носителей заряда, которая при комнатной температуре равна $\sim 10^7$ см/сек.

Учитывая, что для кристаллического селена $N \sim 10^{14}$ см $^{-3}$ [18, 19], находим, что $\tau \sim 10^{-6}$ сек соответствует сечению $S \sim 10^{-15}$ см 2 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Sreear W. E. Proc. Phys. soc., B. 70, 669, 1957.
2. Weimer P. K., Cope A. D. RCA rev., 12, 314, 1951.
3. Hartke J. L. Phys. rev., 125, 4, 1962.
4. Fotland R. A. J. appl. phys., 31, 9, 1960.
5. Мосс Т. Оптические свойства полупроводников М., Изд-во ИЛ, 1961.
6. Фридкин В. М., Барулин Ю. Н. ФТТ, 5, 6, 1963.
7. Матуленис А. Ю., Вишакас Ю. К., Юшка Г. В., Гальвидис Н. М. Сб. „Селен, теллур и их применение“. Изд-во АН Азерб. ССР, 1965.
8. Аркадьева Е. П., Рывкин С. М. ФТТ, 1959, № 9.
9. Бекиров М. Я., Талиби М. А. Селеновые фотоэлементы. Изд-во АН Азерб. ССР, 1964.
10. Лапин А. П., Сизова Л. А., Войтович Г. Д. ФТП, т. 5, вып. 7, 1476, 1971.
11. Блюм И. С., Талиби М. А., Лунев П. А., Кртенюк В. А. „ДАН. Азерб. ССР“, 1971, № 2.
12. Lederhandler S. R., Giacoletto L. J. Proc. JRE, 43, № 4, 1955.
13. Горюнова О. Ф., Иглицын М. Н. „Радиотехника и электроника“. 1959, № 11.
14. Gobrech von H., Tausend A., Picht W. Zs. Naturf., B. 17 a, № 8, 1962.
15. Кот М. В., Симашкевич А. Б. Труды по физике полупроводников. Кишинев, 1962.
16. Rose A. Proc of JRE, 43(12), 1850, 1955.
17. Бьюб Р. Фотопроводимость твердых тел. М., Изд-во ИЛ, 1962.
18. Бекиров М. Я., Джамилов Н. З. ФТТ, 1966, № 1.
19. Claude V., Daniel C., Antoine C. Thin Solid Films, 3, № 4, 1969.

М. Э. Талиби, Е. А. Акопjan

Селен диодларында жүкдашыгычыларын жашама мүддәти

ХҮЛАСӘ

Кечид характеристикаларына көрә, поликристал вә эпитаксиал монокр стал селен әсасында Se—CdSe p — n кечидләриндә жүкдашыгычыларын жашама мүддәти тә'јин едилмишдир. Se—CdSe кечидләри үчүн жашама мүддәти $\sim 10^{-6}$ сан, инжексија әмсалы $\sim 0,2$ -дир. Селен диодлары үчүн алынмыш жашама мүддәти әсасән селенә инжексија олунмуш гәјри-әсас натараз дашыгычылара аиддир.

М. А. Talibi, Е. А. Akopian

Charge carrier lifetime In selenium diodes.

SUMMARY

Minor Charge carrier lifetime and the injection coefficient for the epitaxial and polycrystalline Se—CdSe diodes have been determined by the method of junction characteristics and are found to be equal to $\sim 10^{-6}$ sec and $\sim 0,2$, respectively.

З. Г. АХМЕДОВ, М. А. БАГИРОВ, В. П. МАЛИН

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ РАЗРЯДА НА ИЗМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНОК

В процессе эксплуатации электрические свойства полимерной высоковольтной изоляции ухудшаются в результате действия разрядов в воздушных порах и включениях внутри изоляции; имеет место ионизационное (электрическое) старение полимеров. Для практических целей важно установить связь между изменением электрических свойств полимеров и параметрами разряда, чтобы, осуществляя контроль за параметрами разряда, иметь представление о степени изменения электрических свойств полимера.

Настоящая статья посвящена исследованию связи между макроскопическими параметрами разряда: мощностью (энергией, выделенной в зоне действия разряда), разрядным током (перенесенным зарядом) и изменением электрических свойств (тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$, диэлектрической проницаемости ϵ , электропроводности γ и электрической прочности $E_{\text{пр}}$) ряда пленочных полимерных диэлектриков.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Объектами исследования служили промышленные пленки из полистирола (ПС), полиэтилена (ПЭ) и полиэтилентерефталата (ПЭТФ) средней толщиной 20 мк, а также поливинилхлорида (ПВХ) толщиной 100 мк.

Воздействие электрических разрядов проводили в ячейке [1], состоящей из стеклянной пластины (толщиной 1,5–1,65 мм), воздушного зазора и испытуемого образца полимерной пленки, помещенного на металлическую пластину. Электрическое напряжение промышленной частоты подвели к металлической пластине и серебряному покрытию с внешней стороны стеклянной пластины. Величину напряжения в ячейке поддерживали постоянной (13 кВ), а толщину зазора изменяли; при этом мощность и ток разряда изменялись непропорционально друг другу [2], что позволяло дифференцировать их вклад в изменение электрических свойств полимеров.

Мощность и ток разряда определяли по вольткулоновой характеристике (циклограмме) ячейки [3]. Их постоянство в течение времени испытаний (при данной толщине зазора), обеспечиваемое продувкой воздуха через зазор ячейки, позволяло находить энергию, выделенную разрядом, или перенесенный заряд за какое-либо время испытаний как произведение мощности (тока) разряда на это время.

Толщину воздушного зазора d меняли в интервале 1,5–4,3 мм. Воздействие разрядов при каждой толщине длилось 25 часов, периодически определялись электрические свойства испытуемого образца.

Емкость и $\operatorname{tg} \delta$ образца измеряли на частоте 1 кГц с помощью моста Р-589. Электропроводность на постоянном токе находили, используя термометр Е-6-3. Электрическую прочность определяли как среднее арифметическое из результатов 15 независимых измерений отношения $U_{\text{пр}}/h$, где $U_{\text{пр}}$ — напряжение отдельного пробоя, а h — среднее значение из результатов пяти измерений толщины вокруг пробоя. $U_{\text{пр}}$ находили в воздухе при частоте 50 Гц, используя латунные цилиндрические электроды с закругленными краями (верхний диаметром 6 мм, нижний диаметром 25 мм). Толщину измеряли с помощью оптического толщиномера ИЗВ-2.

Результаты и их обсуждение

В исследованном диапазоне с увеличением толщины зазора как мощность, так и ток разряда убывают, но ток убывает гораздо быстрее, чем мощность (табл. 1). Таким образом, с увеличением толщины зазора величина перенесенного заряда при одном и том же времени испытаний снижается быстрее, чем величина выделенной энергии.

Таблица 1
Изменение мощности P и тока I разряда с повышением толщины зазора*

d		мм	1,5	2	3	3,6	4,2
Полимер	P	вт	13,5	12,6	11,3	10,3	9,6
	I	ма	1,98	1,85	1,26	0,97	0,86
ПЭТФ	P	ма	11,5	10,3	9,8	—	8,3
	I	ма	1,51	1,23	1,10	—	0,83
ПЭ	P	ма	11,5	11,0	10,3	—	9,1
	I	ма	1,60	1,29	1,00	—	0,81
ПВХ	P	ма	11,0	10,2	9,8	9,1	7,6
	I	ма	1,50	1,22	1,05	0,95	0,81

* Различный характер изменения P и I для разных полимерных пленок связан с различием толщин использованных стеклянных пластин.

После действия разрядов в воздухе $\operatorname{tg} \delta$, ϵ и γ всех исследованных полимеров возрастают, при этом через некоторые промежутки времени они принимают одинаковые (для данного полимера) значения, практически не зависящие от толщины зазора (табл. 2). Это подтверждает заключение, сделанное в [4] о том, что изменения указанных свойств в основном обусловлены изменениями структуры полимера в некотором слое, толщина которого со временем испытаний вскоре принимает постоянное значение, определенное глубиной диффузии газобразных продуктов разряда (озона и окислов азота) в образец. Поэтому, когда этот слой будет окислен, дальнейшее окисление практически прекратится и диэлектрические характеристики образцов, подвергшихся действию разрядов при разных толщинах воздушного зазора, примут одинаковые значения. Некоторое различие между ними, вероятно, обусловлено различием в скорости эрозии образцов [2], в результате чего изменяется соотношение между толщинами состаренного и нетронутого слоя полимера.

С течением времени действия разрядов электрическая прочность пленок ПС, ПЭ и ПЭТФ при данной толщине зазора убывает по линейному закону, причем чем меньше толщина зазора, тем больше скорость

Таблица 2

Изменение диэлектрических свойств полимеров под действием разрядов при разных толщинах воздушного зазора ($t=25^\circ\text{C}$)

Полимер	Свойства	Исходный образец	1,6	$d, \text{мм}$ 2	3	4,3
ПС	$\text{tg } \delta, 10^{-4}$	8	12	15	12	18
	ϵ	2,6	2,8	2,7	2,7	2,7
	$t_{\text{ст}} = 10 \text{ час } \lg \gamma, 1/\text{ом.см}$	-14,7	-14,1	-14,3	-14,3	-14,3
ПВХ	$\text{tg } \delta, 10^{-2}$	1,5	6,6	6,5	6,0	5,5
	ϵ	2,2	2,8	2,7	2,7	2,85
	$t_{\text{ст}} = 15 \text{ час } \lg \gamma, 1/\text{ом.см}$	-15,9	-15	-15	-15	-15

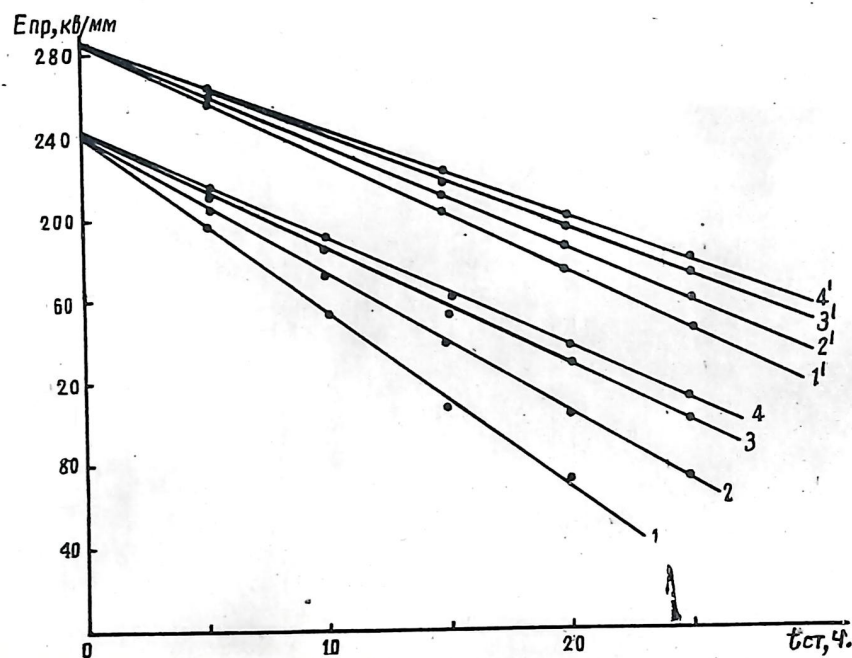


Рис. 1. Изменение электрической прочности пленок ПС и ПЭТФ со временем действия разрядов: 1—4—ПС; 1'—4'—ПЭТФ; $d=1,6$ (1), 2 (2), 3 (3) и 4,3 (4) мм.

убывания $E_{\text{пр}}$ (рис. 1). У пленки ПВХ $E_{\text{пр}}$ вначале быстро снижается, но вскоре скорость ее убывания начинает уменьшаться. Такой характер зависимости $E_{\text{пр}} = f(t_{\text{ст}})$ (вначале быстрое снижение по линейному закону, а затем замедление) был ранее обнаружен для пленки ПТФЭ [4] и связан с тем, что после некоторого времени старения на поверхности образца ПТФЭ возникает большое количество мелких карвен (эрозия этого полимера имеет неравномерный характер), служащих источниками зарождения каналов пробоя при определении $E_{\text{пр}}$. У пленки ПВХ также после нескольких часов старения наблюдалось появление значительного количества микродефектов.

С целью выявления связи между изменением $E_{\text{пр}}$ и параметрами разряда были построены зависимости уменьшения электрической прочности $\Delta E_{\text{пр}} = E_{\text{про}} - E_{\text{пр}}$, где $E_{\text{про}}$ и $E_{\text{пр}}$ — прочность исходного и состаренного образцов, соответственно, от толщины зазора как после переноса одного и того же заряда q , так и после выделения одной и той же энергии W . Для этого, исходя из выбранных значений q и W и зная ток и мощность разряда (табл. 1), находили те моменты вре-

мена испытаний, в которые при данной толщине зазора выделится требуемая энергия или будет перенесен требуемый заряд. Затем из зависимостей $E_{\text{пр}} = f(t_{\text{ст}})$ определяли уменьшение $\Delta E_{\text{пр}}$ к этим моментам времени.

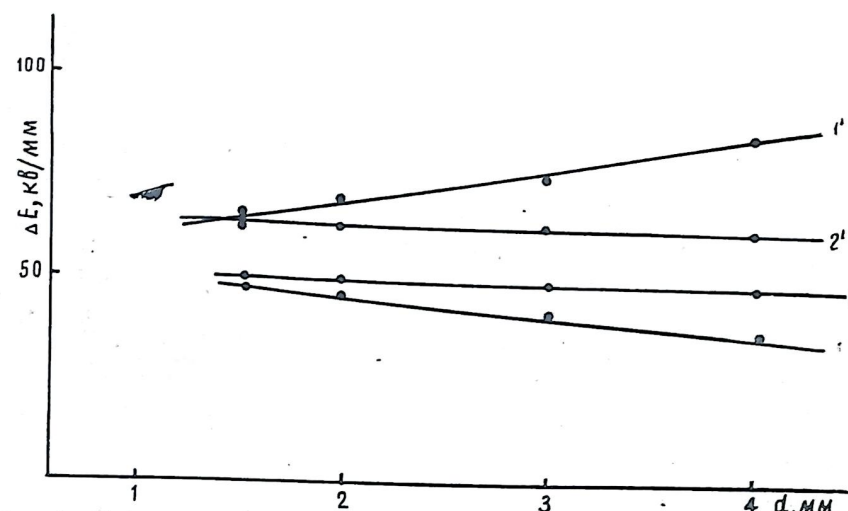


Рис. 2. Изменение электрической прочности пленок ПЭ (1, 2) и ПВХ (1', 2') после переноса одного и того же заряда (1) и выделения одной и той же энергии (2) с толщиной воздушного зазора.

С увеличением толщины зазора $\Delta E_{\text{пр}}$ у всех исследованных полимеров, кроме ПВХ, после переноса одного и того же заряда возрастает по линейному закону (рис. 2), поэтому заряд, перенесенный разрядом, не может служить критерием изменения электрической прочности. После выделения одной и той же энергии $E_{\text{пр}}$, независимо от толщины зазора, уменьшается на одну и ту же величину; некоторое отступление от этого правила наблюдается лишь для пленки ПВХ (рис. 2), вероятно, вследствие нелинейного характера зависимости ее $E_{\text{пр}}$ от времени старения.

Таблица 3

Уменьшение $E_{\text{пр}}$ полимеров при выделении 1 вт.ч. см²

Полимер	ПВХ	ПЭ	ПЭТФ	ПС
$\Delta E_{\text{пр}}, \text{кВ/мм}$	23	52	70	92

Таким образом, изменение электрической прочности данных полимерных пленок под действием разрядов можно описать формулой: $E_{\text{пр}} = E_{\text{про}} - kW$, где k — эмпирический параметр, зависящий от природы полимера, т. е. при данных условиях испытаний энергия, выделенная разрядом, может служить критерием изменения электрической прочности полимеров. Отсюда следует, что уменьшение электрической прочности полимера при выделении единицы энергии разряда на единицу площади поверхности образца можно в некотором смысле использовать в качестве показателя короностойкости полимера.

В табл. 3 приведены значения уменьшения электрической прочности исследованных полимеров при выделении 1 вт.ч. энергии на 1 см² площади (в наших опытах площадь, подвергавшаяся действию разрядов, составляла 125 см²). Из табл. 3 видно, что наименее значительно $E_{\text{пр}}$ снижается у ПВХ, затем у ПЭ, и наиболее сильно у ПС. В то же время по стойкости к эрозии полимеры располагаются в

следующем порядке (в сторону уменьшения): ПЭ, ПС, ПЭТФ; по стойкости к химическим изменениям: ПЭТФ, ПС, ПЭ (данные по ПВХ неизвестны) [2]. Таким образом, изменение электрической прочности полимеров под действием разрядов в воздухе нельзя свести только к химическим изменениям в образце или только к его разрушению.

Выводы

1. Исследовано влияние параметров разряда (выделенной энергии и перенесенного заряда) на изменение электрических свойств ($\tan \delta$, ϵ и $E_{пр}$) ряда полимерных пленок путем изменения толщины воздушного зазора, в котором развиваются разряды, при постоянном напряжении на испытательной ячейке.

2. Увеличение $\tan \delta$, ϵ и γ полимерных пленок под действием разрядов в воздухе непосредственно не связано с параметрами разряда, а снижение электрической прочности в значительно большей степени обусловлено величиной выделенной энергии, чем величиной перенесенного заряда; при выделении одной и той же энергии прочность снижается на одну и ту же величину, независимо от толщины зазора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Багиров М. А., Малин В. П., Газарян Ю. Н., Василевский Е. Б. "Пласт. массы". № 12, 37, 1971.
2. Койков С. Н., Цикин А. Н. Электрическое старение твердых диэлектриков. Изд-во "Энергия", 1968.
3. Manley J. C. Trans. Electrochem. Soc. 84, 83, 1943.
4. Багиров М. А., Малин В. П. "Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук", № 1—2, 171, 1970.

Институт физики АН Азерб. ССР

Поступило 14. IX 1972

З. Н. Әхмәдов, М. Ә. Бағыров, В. П. Малин

Бошалманын параметрләринин полимер плёнкаларын электрик хассәләринә тәсири

ХҮЛАСӘ

Мәгаләдә һавада полимер диэлектрикләрә кәркилији сабит сахламагла бошалманы характеризә едән параметрларин (ајрылан енержи вә өтүрүлән жүк) бошалма кедән һава мөһәфәзәһи дәјишдирмәк јолу илә тәсири өјрәнилмишдир.

Мүәјјән едилмишдир ки, диэлектрик иткиси вә диэлектрик нүфузлуғу әмсалынын артмасы бошалманын параметрләриндән асылы дејилдир. Электрик мөһкәмліјинин азалмасы исә ајрылан енержи илә әлағәдардыр.

W. J. Akhmedov, M. A. Bagirov, V. P. Malin

Influence of parameters of the discharge on the change of electrical properties of polymeric films.

SUMMARY

There was researched influence of parameters of the discharge (of picked out energy and transferred charge) in the air on the change of electrical properties of series polymeric films by means of change of thickness, in which discharges are developed. It was determined that increase of $\tan \delta$, ϵ , and γ polymers had not communication with parameters of the discharges and decrease E was conditioned by picked energy of the discharge.

Н. Р. АХМЕДОВ, Н. З. ДЖАЛИЛОВ, Д. Ш. АБДИНОВ, Н. А. ГАСАНОВА

ХАРАКТЕР ПРОВОДИМОСТИ В НЕКОТОРЫХ СЕЛЕНИДАХ ЖЕЛЕЗА

В переходных и редкоземельных металлах, как выяснено в последнее время, незаполненность d - и f -уровней приводит к некоторым специфическим особенностям, присущим именно соединениям этих элементов. В частности, из-за узости d -зоны в веществах, содержащих одну из компонент переходного металла, в зоне проводимости между электронами действует отталкивающая сила, что делает их движение зависимым друг от друга. При этом перенос носителей тока происходит при участии фононов, механизм проводимости носит перескоковый характер и подвижность обычно имеет малое значение.

Для объяснения характера проводимости в данном случае в настоящее время существует несколько предположений [1—6]. Так, по критерию Пирсона в соединениях со структурой типа NiAs при отношении осей $c/a < 1,63$ d -оболочки переходных металлов перекрываются, что приводит к металлическому характеру проводимости, для которых $c/a \geq 1,63$, должны обладать полупроводниковым характером проводимости [1].

В дальнейшем, как показал Дудкин [2, 3], критерий Пирсона не вскрывает внутренних причин энергетического спектра d -электронов. Им было сделано предположение, что при определенном критическом расстоянии валентные зоны переходных металлов перекрываются. В последнее время для объяснения характера проводимости в оксидах и халькогенидах переходных металлов пользуются предположением о расщеплении $3d$ -уровня переходного элемента в поле кристаллической решетки.

В данной работе исследовались электрические свойства соединений некоторых селенидов железа: $FeSe$, Fe_7Se_8 , Fe_3Se_4 и Fe_2Se_3 , которые кристаллизуются в структуре NiAs. Сделана попытка — объяснить характер их проводимости. Соединения синтезировались согласно методике [7]. Образцы изготавливались брикетированием порошков соединений под давлением $3,5 \text{ Т/см}^2$ при 350°C с последующим отжигом в вакууме в течение 500 часов при 500°C . Однородность и параметры решетки полученных образцов определялись металломикроскопически, соответственно.

Температурные зависимости электропроводности в интервале от 100 до 700°K для соединений Fe_7Se_8 (1), Fe_3Se_4 (2), Fe_2Se_3 (3) и $FeSe$ (4), соответственно, представлены на рис. 1. Как видно, эти соединения до $\sim 350^\circ \text{K}$ обладают металлическим характером проводимости, а выше $\sim 350^\circ \text{K}$ — полупроводниковым, что согласуется с

литературными данными [8]. Энергии активации, определенные из зависимости $\sigma(T)$, для соединений FeSe , Fe_7Se_8 , Fe_3Se_4 и Fe_2Se_3 , соответственно составляют: 0,07; 0,09; 0,11; 0,11 эВ.

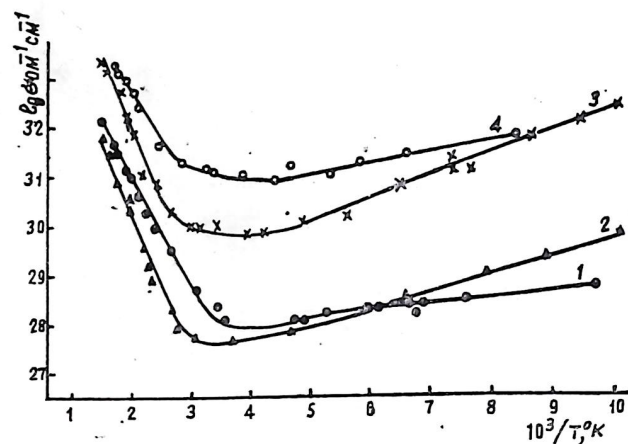


Рис. 1. Температурная зависимость электропроводности Fe_7Se_8 (1), Fe_3Se_4 (2), Fe_2Se_3 (3) и FeSe (4),

Измерение термо-э. д. с. в этих соединениях показало, что FeSe и Fe_7Se_8 обладают p -типом проводимости, а Fe_3Se_4 и Fe_2Se_3 n -типом. Нам удалось определить значения концентрации и подвижности носителей тока из измерений эффекта Холла только при температуре жидкого азота. Они соответственно равны $\sim 10^{20} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и $1 - 5 \text{ см}^2/\text{в}$.

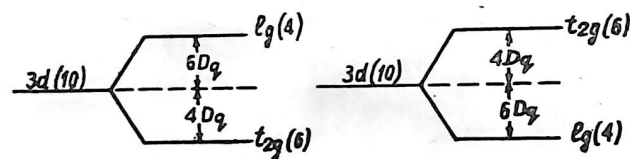


Рис. 2. Расщепление 3 d -уровня в поле кристаллической решетки.

Характер проводимости указанных соединений объясняется, исходя из предположения о расщеплении 3 d -уровней переходного металла в поле кристаллической решетки. Предполагается, что в случае FeSe из атома железа два 4 s -электрона переходят в 4 p -уровни атома селена и образуют полный октет, а в 3 d -уровне железа остаются шесть электронов, которые занимают первый t_{2g} -уровень, второй же t_g -уровень остается пустым (рис. 2, а). Возможен и другой случай расщепления (рис. 2, б). Однако наиболее часто реализуется первый. Таким образом, FeSe обладает полупроводниковым характером проводимости.

Для случая Fe_7Se_8 , Fe_3Se_4 и Fe_2Se_3 расщепление 3 d -уровней и структура остаются как в FeSe , но число вакансий в кристаллической решетке соответственно растет. По-видимому, эти вакансии играют роль рассеивающих центров в основном для дырок и с их возрастанием рассеяние усиливается, что приводит к изменению подвижности последних в собственной области и, соответственно, к переходу от p -типа проводимости для FeSe и Fe_7Se_8 к n -типу для Fe_3Se_4 и Fe_2Se_3 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Pearson W. B. Canad. J. Phys., 35. 886, 1957.
 2. Дудкин А. Д. "ДАН СССР" 127, 1203, 1959.
 3. Дудкин А. Д. ФТТ, 2, 397, 1960.
 4. Фирсов Ю. А. Экспериментальные и теоретические исследования оксидов и халькогенидов переходных металлов и редких земель, Л., 1971.
 5. Меттессель З., Маттис Д. Магнитные полупроводники. М., Изд-во "Мир", 1972.
 6. Остин И., Илуэль Д. УФН, 106, 2, 1972.
 7. Чижиков Д. М., Счастливый В. П. Селен и селениды. М., Изд-во "Наука", 1964.
 8. Serre P. F. et Gibart P. J. de physique. 30, 1, 93—96, 1969.
- Институт физики
АН Азерб. ССР

Поступило 14. IX 1972

Н. Р. Эһмәдов, Н. З. Чәлилов, Ч. Ш. Абдинов, Н. А. Гәсәнова
Бәзи дәмир селенидләрдә кечиричилијин характери

ХҮЛАСӘ

Сон заманлар мә'лум олмушдур ки, кечид вә надир торпаг метал элемент атомларында d вә f сәвијәләринин варлығы бу элемент бирләшмәләринин өзүнәмәхсус хусусијәтләринин јаранмасына сәбәб олур. Хусусән, зоганын енсизлији тәркибиндә кечид метал элемент атомлары олан бирләшмәләрин кечиричи зонасында электронлар арасында дәфетмә гүввәсинин мејдана чыхмасына сәбәб олур ки, бу да онларын һәрәкәтини бир-бириндән асылы едир. Белә һалда јукдашы-јычыларын дашынмасы фононларын иштиракы илә олмагла кечири-чилиқ механизми һоппанма характерли олур вә адәтән, јүјүрүклүк кичик гијмәт алып.

Бу ишдә FeSe , Fe_7Se_8 , Fe_3Se_4 , Fe_2Se_3 бирләшмәләри синтез олунмуш, онларын електрик кечиричилији вә термоэлектрик һәрәкәт гүввәси $100 - 700^\circ \text{K}$ температур интервалында тәдгиг едилмишдир. Һәмин бирләшмәләрдә дәмирин 3 d сәвијәсинин кристал гәфәсин електрик саһәсиндә парчаланмасыға көрә јарым кечиричи олдуғу көстәрилмишдир. FeSe , Fe_7Se_8 p -тип, Fe_3Se_4 , Fe_2Se_3 исә n тип кечиричилијә малиқдир. Тәдгиг олунмуш бирләшмәләрдә кечиричилиқ типинин дәјишмәси ашағыдакы кими изаһ едилмишдир: FeSe , Fe_7Se_8 , Fe_3Se_4 , Fe_2Se_3 сырасында FeSe -дән Fe_2Se_3 -ә доғру кристал гәфәсиндә олан вакансијаларын сајы артыр. Бу вакансијалар ән чох дешикләри сәпдијиндән онларын сајы артдыгча дешикләрин јүјүрүклүјү азалыр вә Fe_3Se_4 илә Fe_2Se_3 n тип кечиричи олур.

Көстәрилән бирләшмәләр үчүн маје азот температурунда Холл әмсалына көрә јукдашыјычыларын концентрасијасы вә јүјүрүклүјүнүн ујғун оларағ $10^{20} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$ вә $1 - 5 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сан}$ гијмәт алдығы мүәјјән едилмишдир.

N. R. Akhmedov, N. Z. Djalilov, J. Sh. Abdinov N. A. Gasanova

Electrical properties of some iron abstract

SUMMARY

In investigation has been made of electroconductivity and thermoelectromotive force of FeSe , Fe_7Se_8 , Fe_3Se_4 and Fe_2Se_3 compounds in the interval of $100 - 700^\circ \text{K}$. These compounds were observed to have semiconducting character of the conductivity, the intrinsic conductivity region beginning above $\sim 350 \text{ K}$.

The conductivity character is due to splitting of 3 d -level of the transition metal in the crystal lattice field. The inversion of thermoelectromotive force sign from p in FeSe and Fe_7Se_8 to n in Fe_3Se_4 and Fe_2Se_3 is stipulated by the increase of the number of vacancies playing the role of scattering centres mainly for the holes.

Г. Ш. ГАСАНОВ, К. П. МАМЕДОВ, З. И. СУЛЕЙМАНОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВЫХ СОСТОЯНИЙ В In_2S_3 РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКИМ И ТЕРМОГРАФИЧЕСКИМ МЕТОДАМИ

Методом порошковой диаграммы выявлено, что в In_2S_3 имеются две фазы: низкотемпературная $\alpha = \text{In}_2\text{S}_3$, имеющая гранецентрированную кубическую структуру с постоянной $a = 5,36 \text{ \AA}$, и высокотемпературная $\beta = \text{In}_2\text{S}_3$, обладающая кубической структурой (шпинели) с периодом $a = 10,72 \text{ \AA}$ [1]. Было обнаружено, что все линии $\alpha = \text{In}_2\text{S}_3$ хорошо индицируются и на основе ячейки с периодом $a = 10,72 \text{ \AA}$. Однако в дальнейшем ни в одной работе не упоминалось о существовании $\alpha = \text{In}_2\text{S}_3$. Структура $\beta = \text{In}_2\text{S}_3$ подробно исследовалась в работах [2, 3], согласно данным которых $\beta = \text{In}_2\text{S}_3$ имеет объемноцентрированную тетрагональную структуру с параметрами решетки $a = 7,62 \text{ \AA}$, $c = 32,32 \text{ \AA}$. Пространственная группа $\beta = \text{In}_2\text{S}_3 - I4_1/amd$ [3].

Физические свойства монокристаллов $\beta = \text{In}_2\text{S}_3$ были исследованы в [4, 5]. Согласно работе [6] зависимость электропроводности $\beta = \text{In}_2\text{S}_3$ от температуры имеет резкий излом при 420°C . В [7] с помощью термического анализа найдены фазовые переходы в $\beta = \text{In}_2\text{S}_3$ при 420 и 750°C . Однако данных о структуре этих фаз в литературе не имеется. Таким образом, из литературных данных следует, что вопросы существования $\alpha = \text{In}_2\text{S}_3$ и характер фазовых переходов, обнаруженных при 420 и 750°C , полностью не решены.

Целью настоящей работы являлись рентгенографические и термографические исследования фазовых состояний в In_2S_3 , определение энергии активации фазовых переходов и коэффициентов линейного теплового расширения в $\beta = \text{In}_2\text{S}_3$.

Поликристаллические образцы In_2S_3 были получены сплавлением индия и серы, взятых в стехиометрических соотношениях, в откачанных и запаянных кварцевых ампулах. Из полученных слитков готовились образцы для рентгеновских исследований, которые проводились на установке УРС-60 методом порошковой диаграммы (излучение $\text{CuK}\alpha = 1,5418 \text{ \AA}$, камера $\pi D_{\text{эф}} = 358,59 \text{ мм}$) и на установке УРС-50 ИМ (излучение медное). Чтобы непосредственно следить за ходом структурных изменений, на установке УРС-50 ИМ была собрана специальная нагревательная система, позволяющая проводить исследования до 500°C . Порошковая диаграмма полученного состава, расчет которого представлен в табл. 1 (здесь и в следующей таблице приведены линии, обусловленные $\text{CuK}\alpha$ -излучением), показывает, что он

Порошковая диаграмма $\beta = \text{In}_2\text{S}_3$

№	I	$\vartheta_{\text{точн.}}$	$\sin \theta$	$d_{\text{нке}} (\text{эксп})$	$d_{\text{нке}} (\text{выч.})$	$h_{\text{нке}}$
1.	с.	$7^\circ 6'$	0,1236	6,238	6,226	103
2.	сл.	$11^\circ 36'$	0,2011	3,833	3,815	200
3.	о.с.	$13^\circ 43'$	0,2371	3,254	3,252	213
4.	сл.	$14^\circ 17'$	0,2467	3,124	3,127	215
5.	о.с.	$16^\circ 36'$	0,2857	2,698	2,698	220
6.	о.сл.	$18^\circ 11'$	0,3120	2,471	2,474	330
7.	сл.	$20^\circ 27'$	0,3494	2,206	2,203	316
8.	о.с.	$21^\circ 46'$	0,3709	2,078	0,077	323
9.	"	$23^\circ 50'$	0,4040	1,908	1,908	400
10.	"	$27^\circ 58'$	0,4690	1,644	1,645	419
11.	сл.	$28^\circ 21'$	0,4749	1,623	1,627	426
12.	"	$30^\circ 36'$	0,5090	1,515	1,511	503
13.	"	$32^\circ 20'$	0,5349	1,441	1,442	516
14.	о.с.	$33^\circ 21'$	0,5497	1,402	1,405	523
15.	с.	$34^\circ 54'$	0,5721	1,347	1,348	440
16.	о.сл.	$37^\circ 26'$	0,6079	1,268	1,268	602
17.	о.с.	$38^\circ 18'$	0,6198	1,244	1,246	613
18.	о.	$39^\circ 49'$	0,6403	1,204	1,203	622
19.	сл.	$41^\circ 2'$	0,6565	1,174	1,178	626
20.	"	$41^\circ 55'$	0,6680	1,154	1,152	628
21.	с.	$43^\circ 3'$	0,6826	1,129	1,131	631
22.	"	$44^\circ 14'$	0,6976	1,105	1,102	637
23.	о.сл.	$47^\circ 45'$	0,7402	1,041	1,042	723
24.	сл.	$51^\circ 22'$	0,7811	0,987	0,985	736
25.	с.	$52^\circ 36'$	0,7944	0,972	0,977	653
26.	о.сл.	$54^\circ 2'$	0,8093	0,952	0,956	657
27.	сл.	$54^\circ 56'$	0,8184	0,941	0,946	811
28.	с.	$57^\circ 26'$	0,8428	0,914	0,916	819
29.	о.сл.	$59^\circ 5'$	0,8580	0,898	0,902	828
30.	"	62°	0,8829	0,872	0,877	837
31.	сл.	$62^\circ 53'$	0,8901	0,865	0,867	839
32.	с.	$64^\circ 45'$	0,9045	0,852	0,853	840
33.	"	$69^\circ 12'$	0,9348	0,824	0,828	921
34.	о.сл.	$69^\circ 38'$	0,9375	0,821	0,825	923
35.	с.	$71^\circ 27'$	0,9481	0,812	0,815	927
36.	"	$73^\circ 2'$	0,9565	0,805	0,805	929
37.	"	$73^\circ 42'$	0,9598	0,802	0,803	932
38.	"	$75^\circ 15'$	0,9670	0,796	0,796	936
39.	"	$77^\circ 52'$	0,9777	0,788	0,788	938
40.	о.сл.	$82^\circ 7'$	0,9905	0,778	0,780	93
41.	сл.	$84^\circ 44'$	0,9958	0,773	0,774	941

соответствует фазе $\beta = \text{In}_2\text{S}_3$, обладающей объемноцентрированной тетрагональной структурой с периодами решетки $a = 7,63 \text{ \AA}$, $c = 32,40 \text{ \AA}$. Однако следует отметить, что эти значения периодов решетки незначительно меняются в зависимости от предыстории образца.

Для выяснения существования фазового перехода, связанного со структурным изменением, от плоского образца $\beta = \text{In}_2\text{S}_3$ получены серии дифрактограмм при температурах $200, 300, 350$ и 430°C . Анализ их показал, что вплоть до 430°C структура $\beta = \text{In}_2\text{S}_3$ остается неизменной, наблюдается только исчезновение некоторых слабых линий, что, по-видимому, обусловлено температурным фактором. Эти данные позволяют определить изменения параметров решетки с температурой и, следовательно, коэффициенты термического расширения. Изменения параметров решетки a и c с температурой (рис. 1) представляют собой прямые линии $a = a_0 (1 + \alpha_0 t)$, $c = c_0 (1 + \alpha_c t)$ (где $a_0 = 7,615 \text{ \AA}$, $c_0 = 35,510 \text{ \AA}$ при $t = 0^\circ \text{C}$), что также свидетельствует об отсутствии структурного изменения в $\beta = \text{In}_2\text{S}_3$ до температуры 430°C . Зна-

чения коэффициентов линейного теплового расширения равны $\alpha_a = 8,1 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$, $\alpha_c = 7,9 \cdot 10^{-6} \text{ град}^{-1}$, что указывает на несущественность анизотропии коэффициента теплового расширения в $\beta\text{-In}_2\text{S}_3$.

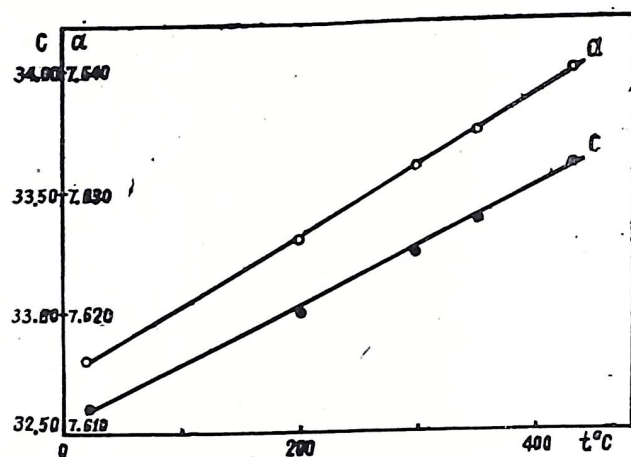


Рис. 1. Зависимость периодов решетки $\beta\text{-In}_2\text{S}_3$ от температуры.

Наряду с рентгеновскими были проведены и термографические исследования. Для дифференциально-термографического анализа использовался пирометр Кургакова ПК-52 (в качестве эталона была выбрана ZnO). Термографический анализ поликристаллического порошка $\beta\text{-In}_2\text{S}_3$, проведенный в области 20–850°С, показал наличие двух эндотермических эффектов (рис. 2) при температурах 420 и 750°С и одного экзотермического пика в области 500–600°С. Возникший экзотермический пик имеет такой характер, который, возможно, обусловлен взаимодействием твердой фазы с газообразной и не связан с фазовым переходом.

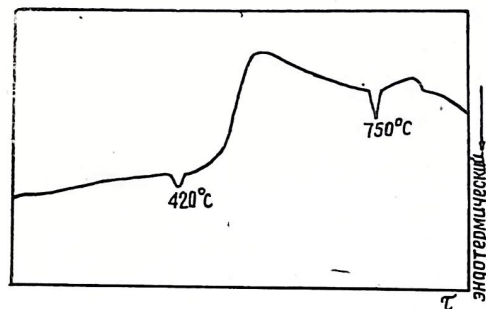


Рис. 2. Термограмма $\beta\text{-In}_2\text{S}_3$ в области температур 20–850°С.

Для выяснения вопроса о том, связан ли первый эффект, обнаруженный при 420°С, со структурным изменением, были получены порошкограммы от образцов $\beta\text{-In}_2\text{S}_3$, подвергнутых отжигу при 400, 420 и 430°С в течение двух часов в откачанных ампулах. Анализ этих рентгенограмм показывает отсутствие фазового перехода, связанного со структурным изменением.

Второй эффект, обнаруженный на термограмме, по-видимому, обусловлен структурным изменением, так как цвет исходного образца (красно-коричневый) после термографического анализа стал желтоватым. Была получена также порошкограмма (табл. 2) вещества после термографического анализа.

Следует отметить, что поскольку нагрев образца проводится в воздухе, то не исключена возможность образования соединения In_2O_3 . Действительно, сопоставление межплоскостных расстояний (табл. 2) с литературными [8] данными показало, что полученное соединение является In_2O_3 .

Таблица 2

Порошкограмма [вещества, полученного после термографического анализа]

№	I	$\vartheta_{\text{точн.}}$	$\sin \vartheta$	$d_{\text{пке (эксп)}}$	№	I	$\vartheta_{\text{точн.}}$	$\sin \vartheta$	$d_{\text{пке (эксп)}}$
1.	сл.	9°28'	0,1644	4,689	31.	сл.	47°36'	0,7385	1,043
2.	с.	10°35'	0,1837	4,196	32.	"	48°15'	0,7461	1,033
3.	о.с.	15°4'	0,2599	2,964	33.	"	48°57'	0,7542	1,021
4.	сл.	15°49'	0,2726	2,828	34.	"	49°36'	0,7615	1,012
5.	о.с.	17°33'	0,3015	2,557	35.	с.	50°58'	0,7767	0,992
6.	с.	18°49'	0,3226	2,390	36.	"	52°19'	0,7914	0,974
7.	сл.	20°25'	0,3489	2,209	37.	"	52°59'	0,7984	0,966
8.	"	20°55'	0,3570	2,160	38.	сл.	54°25'	0,8133	0,948
9.	"	24°34'	0,4158	1,853	39.	"	55°46'	0,8199	0,940
10.	о.с.	25°22'	0,4284	1,802	40.	"	55°48'	0,8271	0,937
11.	сл.	26°21'	0,4439	1,736	41.	"	56°30'	0,8339	0,924
12.	с.	27°58'	0,4690	1,644	42.	"	57°15'	0,8411	0,916
13.	сл.	29°34'	0,4934	1,579	43.	с.	58°43'	0,8547	0,902
14.	о.с.	30°18'	0,5045	1,528	44.	о.сл.	59°25'	0,8608	0,896
15.	сл.	30°54'	0,5135	1,501	45.	сл.	61°1'	0,8747	0,881
16.	"	31°45'	0,5262	1,465	46.	"	61°43'	0,8806	0,873
17.	о.сл.	32°31'	0,5375	1,434	47.	о.сл.	63°22'	0,8939	0,864
18.	"	33°16'	0,5485	1,406	48.	сл.	64°14'	0,9006	0,855
19.	с.	33°58'	0,5587	1,380	49.	"	65°3'	0,9067	0,850
20.	сл.	36°47'	0,5988	1,287	50.	"	65°52'	0,9126	0,845
21.	"	37°32'	0,6093	1,265	51.	"	66°51'	0,9194	0,938
22.	"	38°6'	0,6170	1,250	52.	о.сл.	67°21'	0,9228	0,835
23.	"	38°56'	0,6285	1,227	53.	"	67°48'	0,9259	0,832
24.	"	39°36'	0,6374	1,209	54.	"	68°45'	0,9320	0,826
25.	"	40°16'	0,6464	1,193	55.	"	69°50'	0,9387	0,821
26.	"	40°54'	0,6547	1,177	56.	о.сл.	70°45'	0,9441	0,816
27.	с.	41°38'	0,6643	1,161	57.	с.	77°2'	0,9565	0,805
28.	сл.	42°17'	0,6728	1,147	58.	"	74°13'	0,9623	0,800
29.	с.	43°0'	0,6820	1,130	59.	о.сл.	75°36'	0,9686	0,795
30.	о.сл.	44°15'	0,6978	1,105	60.	с.	77°4'	0,9747	0,790
					61.	"	80°36'	0,9926	0,776

Вычислена энергия активации эндотермических эффектов по формуле (1) [9]:

$$E = \frac{RT_0^2}{b} \frac{1}{\tau}, \quad (1)$$

где R — газовая постоянная, T_0 — температура начала превращения, b — скорость нагрева, τ — время превращения. Значения T_0 , b и τ определяются непосредственно из термограммы. Для первого эффекта $T_0 = 688^\circ\text{K}$; $b = 0,3$ и $\tau = 240 \text{ сек}$; для второго $T_0 = 1018^\circ\text{K}$, $b = 0,3$ и $\tau = 165 \text{ сек}$. Подставляя эти величины в (1), находим, что энергия активации для первого и второго эффектов соответственно составляет 8 и 37 ккал/моль.

С целью получения $\alpha\text{-In}_2\text{S}_3$ из $\beta\text{-In}_2\text{S}_3$ образец $\beta\text{-In}_2\text{S}_3$ подвергался отжигу при $295 \pm 5^\circ\text{C}$ в течение 1800 часов (непрерывно), а затем резко охлаждался (закалка). Интерференционные линии регистрировались в интервале углов $2\theta = 0 + 140^\circ$. Расшифровка интерференционных линий показывает, что этот образец оказался β -фазой, хотя углы отражения некоторых линий отличаются от углов, указанных в табл. 1.

Далее была сделана попытка выделить α -фазу химическим путем, описанным в работе [1], где $\alpha\text{-In}_2\text{S}_3$ (в виде порошка) получали в результате выпадения из соляного раствора уксуснокислого ацетатного индия с сероводородом. Это вещество красно-коричневого цвета, в отличие от $\beta\text{-In}_2\text{S}_3$ хорошо растворяется в воде, гидролизует в воздухе. Была снята рентгенограмма этого состава (камера 57,3 мм, излучение $\text{CuK}\alpha = 1,5418 \text{ Å}$, экспозиция 40 часов), на которой видны семь сильно размытых линий с углами отражения $14^\circ 09'$,

16°40', 21°45', 24°21', 29°5', 40°2', 44°45'. Как видно из табл. 1, в основном это интенсивные линии β - In_2S_3 . Если бы мы имели дело с низкотемпературной фазой, то, судя по данным [1], должны были бы наблюдать переход в β -фазу около 300°С. Однако переход при нагреве образца до 430°С не был обнаружен, но при этом заметно увеличивались интенсивности линий, за счет уменьшения их размытости.

При термографическом исследовании указанных образцов в интервале 20—850°С обнаружен только один эндотермический переход при 750°С, соответствующий переходу в In_2O_3 . Эндотермический переход при 420°С обнаружить не удалось ввиду экзотермического пика в области 400—600°С.

На основе результатов эксперимента можно сделать предположение о том, что соединение In_2S_3 , полученное нами химическим путем, имеет лишь мелкодисперсное состояние β - In_2S_3 . Основным состоянием соединения In_2S_3 является β -фаза. Соединение In_2S_3 химическим путем было получено сотрудником Института неорганической и физической химии АН Азербайджанской ССР В. З. Рзаевым, за что авторы приносят ему благодарность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hahn H., Klingler W. Z. anorg. allgem. Chem. 263, 97 (1949).
2. Roymans C. J. M. Inorg. Nucl. Chem., 11, 78 (1959).
3. King G. Acta crystallogr., 15, 512 (1962).
4. Rehwalde W., Harbecke G. J. Phys. Chem. Solids., 26, 1309 (1965).
5. Nitsche R., Merz H. Helv. Phys., acta 28, 274 (1962).
6. Gullies J. M. и др. Phys. stat. sol., 2, K—13 (1962).
7. Hatwell H. и др. Compt. rend., 252, 3586 (1961).
8. Миркин Л. И. Справочник по рентгеноструктурному анализу поликристаллов. М., 1951.
9. Пилоян Г. О. „Введение в теорию термического анализа“. Изд-во „Наука“ 1962.

Институт физики
АН Азерб. ССР

Поступило 27. X 1972

Ш. Н. Гасанов, К. П. Мамедов, З. И. Сүлейманов

In_2S_3 бирлэшмесинин фазаларынын ренткенографија вә термографија үсуллары илә тәдгиги

ХУЛАСӘ

Ишдә In_2S_3 бирлэшмесинин фазалары ренткенографија вә термографија үсуллары илә тәдгиг олунмушдур. Ренткенографија тәдгигатлары көстәрир ки, In_2S_3 бирлэшмесинин әсас фазасы β -фазасыдыр. β -фазасы 750°С-дә In_2O_3 бирлэшмесинә кечир.

Термографија тәдгигатлары In_2S_3 бирлэшмесиндә 420 вә 750°-дә эндотермик ефектин олдуғуну көстәрир. Мүәјјән едишмишдир ки, 420°С-дәки эндотермик эффект гурулуш дәјишмәсилә әлағәдар дәрјилдир. 750°С-дәки эндотермик эффект исә β -фазанын γ -фазасына кечмәси илә әлағәдардыр. Нәр ики эндотермик эффектләрин әмәлә кәлмәси үчүн ләзым олан енержи, јәни активасија енержиси һесабыланмышдыр. Бу енержи биринчи эффект үчүн 8, икинчи эффект үчүн 37 ккал/мол-а бәрәбәрдыр.

G. Sh. Gasanov, K. P. Mamedov, Z. I. Suleimanov

Thermographical and rentgenographical analysis of phase conditions in In_2S_3

SUMMARY

The paper gives an account of the results achieved in analysis of phase. Conditions in In_2S_3 . β phase has been registered as the main phase. The value of linear heat expansion factors in β - In_2S_3 has been determined as $\alpha_a = 8,1 \cdot 10^{-6} \text{ grad}^{-1}$ and $\alpha_c = 7,9 \cdot 10^{-6} \text{ grad}^{-1}$.

Thermographical analysis has discovered 2 endothermic effects which 420 and 750°С. It has been concluded that the energy of activation of the transition makes 8 kcal/mol and 37 kcal/mol.

Л. И. ВАЛИЕВ, И. Г. КЕРИМОВ, С. Х. БАБАЕВ, З. М. НАМАЗОВ

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА CuCr_2X_4 (где X—S, Se и Te)

Некоторые бинарные и сложные халькогениды $3d$ -переходных металлов являются ферромагнетиками, сочетающими в себе полупроводниковые свойства. Экспериментальное [1—3] и теоретическое [4, 5] исследования подобных соединений показали, что зонная структура и механизмы рассеяния электронов находятся в сильной зависимости от магнитного дальнего порядка. Поэтому исследование магнитных и электрических свойств и установление взаимосвязи между ними очень важно для практического использования магнетизма в современной электротехнике и электронике.

Одним из интересных классов подобных соединений являются тиопириды типа $\text{A}^{2+}[\text{B}^{3+}]_2\text{X}_4$, в частности медные халькогениды хрома CuCr_2X_4 . Эти соединения являются ферромагнетиками с высокими температурами Кюри ($T_c \sim 300^\circ\text{K}$) [6—8] и обладают шпинельной структурой [9, 10]. Однако отсутствие исследования электрических и гальваномагнитных свойств в широком интервале температур не дает возможности выяснить механизм переноса заряда электричества в этих ферромагнитных веществах.

Исходя из вышеизложенного, были получены соединения CuCr_2S_4 , CuCr_2Se_4 и CuCr_2Te_4 и исследованы их температурные зависимости электропроводности, термо-э. д. с., эффект Холла в области температур $100 \div 650^\circ\text{K}$, охватывающей температуры магнитных фазовых переходов.

Образцы и методика эксперимента

Для приготовления образцов были использованы электролитическая медь и хром, а также сера, селен и теллур с чистотой 99,9999; 99,9999; 99,99%, соответственно. Смесь согласно требуемой стехиометрии помещали в вакуированную кварцевую ампулу и нагревали до 600°C , выдерживали при этой температуре шесть суток в случае CuCr_2S_4 и CuCr_2Se_4 и четверо суток в случае CuCr_2Te_4 , после чего медленно охлаждали до комнатных температур. Однофазность образцов подтверждалась результатами микроструктурных рентгенофазных исследований. По рентгенографическим данным все три соединения имели кристаллическую структуру типа шпинели с параметрами решетки $a = 9,82$ (CuCr_2S_4), $a = 10,337$ (CuCr_2Se_4) и $a = 12,137$ Å (CuCr_2Te_4), соответствующими литературным данным [11]. Полученные образцы

измельчали и спрессовывали под давлением 15 т/см^2 , а затем спекали в печи в течение трех суток в вакууме, при 400°C .

Измерения электропроводности, эффекта Холла и термо-э. д. с. производились компенсационным методом. Потенциальными зондами служили вольфрамовые проволоки, которые были прижаты к образцу. Напряженность магнитного поля в зазоре 40 мм составляла 12000 э. Все измерения производились в вакууме. При этом относительные ошибки составляли для электропроводности 0,5—1%, термо-э. д. с. 6—10%, а эффекта Холла 10—17%.

Результаты эксперимента и обсуждения

На рис. 1 показана зависимость логарифма электропроводности от обратной температуры. Как видно, значение электропроводности для всех трех соединений с ростом температуры уменьшается, т. е. по виду проводимости они носят металлический характер. Около температуры магнитного фазового перехода на кривой электропроводности у CuCr_2Se_4 и CuCr_2Te_4 (соответственно $T_c = 430^\circ\text{K}$ и 330°K) наблюдаются значительные аномалии. Значение электропроводности при комнатных температурах составляет $\sim 6 \cdot 10^3$, $\sim 2,0 \cdot 10^3$ и $2,1 \cdot 10^3$ ($\text{ом} \cdot \text{см}$)⁻¹ для CuCr_2S_4 , CuCr_2Se_4 и CuCr_2Te_4 , соответственно.

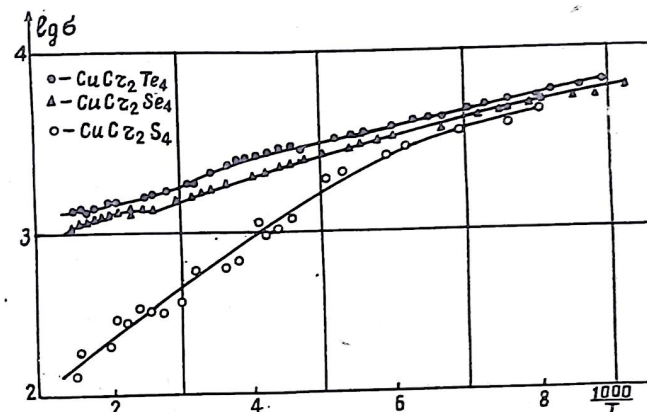


Рис. 1. Зависимость $\lg \sigma$ от $\frac{10^3}{T}$ для CuCr_2X_4

На рис. 2 представлена зависимость коэффициента термо-э. д. с. от обратной температуры. Из рисунка видно, что для всех трех образцов в области магнитного фазового перехода изменяется характер температурной зависимости термо-э. д. с. В случае CuCr_2S_4 в области $T < T_c$ ($T_c \sim 390^\circ\text{K}$) термо-э. д. с. от температуры не зависит, а в области $T > T_c$ она сильно увеличивается с ростом температуры. В случае CuCr_2Se_4 в области $T < T_c$ с повышением температуры термо-э. д. с. уменьшается, а начиная с $T \approx T_c$, увеличивается с ростом температуры. По знаку термо-э. д. с. CuCr_2S_4 и CuCr_2Se_4 обладают дырочным характером проводимости. А что касается CuCr_2Te_4 , то в нем появляется своеобразная температурная зависимость термо-э. д. с. Таким образом, начиная с низких температур, коэффициент термо-э. д. с. уменьшается с ростом температуры и при $\sim 250^\circ\text{K}$ знак термо-э. д. с. меняется от положительного к отрицательному, после чего она растет до точки Кюри. Начиная с температуры магнитного фазового перехода, термо-э. д. с. уменьшается с ростом температуры. Такая зависимость наблюдается до $\sim 510^\circ\text{K}$, после чего вновь происходит изменение знака (от отрицательного в положительному).

Значения коэффициента термо-э. д. с. при комнатных температурах составляют 20, 12 и 4 мкВ/град соответственно для CuCr_2S_4 , CuCr_2Se_4 и CuCr_2Te_4 .

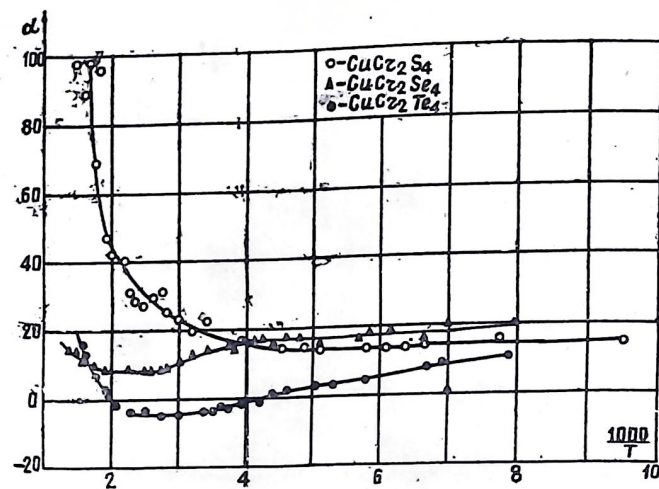


Рис. 2. Зависимость термо-э. д. с. от $\frac{10^3}{T}$ для CuCr_2X_4 .

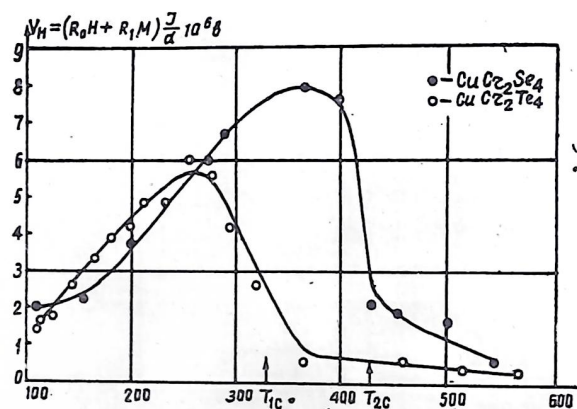


Рис. 3. Температурная зависимость холловского потенциала CuCr_2Se_4 и CuCr_2Te_4 .

На рис. 3 показана температурная зависимость холловского потенциала CuCr_2Se_4 и CuCr_2Te_4 . С повышением температуры при низких ее значениях потенциал Холла у обоих образцов увеличивается. Рост потенциала Холла в случае CuCr_2Se_4 продолжается до $\sim 430^\circ\text{K}$, что соответствует температуре магнитного фазового перехода. В области температур Кюри потенциал Холла резко уменьшается и в дальнейшем продолжается его медленный спад. В случае же CuCr_2Te_4 рост холловского потенциала наблюдается до $\sim 250^\circ\text{K}$, что соответствует температуре изменения знака термо-э. д. с. Однако наиболее сильный спад холловского потенциала происходит около температуры Кюри. Из-за малости эффекта мы не смогли измерить температурную зависимость холловского потенциала в CuCr_2S_4 и ограничилось измерениями при комнатных температурах.

Известно [12], что в ферромагнетиках эффект Холла имеет совершенно особый характер, поэтому здесь он в основном определяется не внешним магнитным полем, а намагниченностью.

Для ферромагнетиков холловский потенциал дается в следующем виде:

$$v_H = (R_0 H + R_1 M) \frac{I}{d}, \quad (1)$$

где $\tau_0 = R_0 H \frac{I}{d}$ и $\tau_1 = R_1 M \frac{I}{d}$ являются нормальным и аномальным (спонтанным) холловскими потенциалами, соответственно. I и d — значения тока, протекающего через образец, и толщина образца, соответственно.

Поэтому в ферромагнетиках, в отличие от немагнитных материалов, зависимость потенциала Холла от напряженности магнитного поля является своеобразной. Как видно из формулы (1), при достижении магнитного насыщения спонтанная часть холловского потенциала остается постоянной, поэтому зависимость потенциала Холла от напряженности магнитного поля можно разделить на две области.

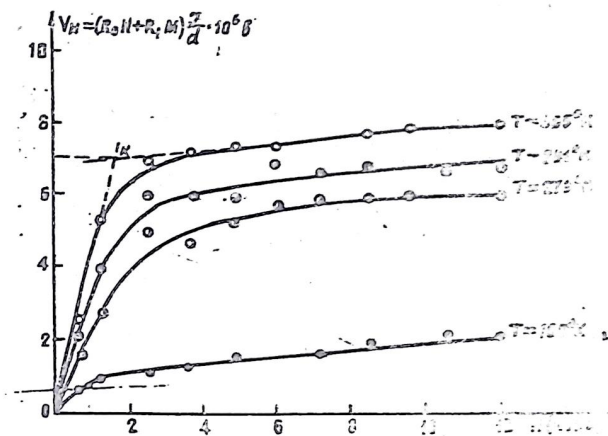


Рис. 4. Зависимость холловского потенциала от напряженности магнитного поля для CuCr_2Se_4 .

На рис. 4 представлена зависимость холловского потенциала от напряженности магнитного поля при различных температурах для CuCr_2Se_4 . Как видно, при малых значениях напряженности магнитного поля ($H < 3000$ э) холловский потенциал сильно растет с увеличением напряженности, но в дальнейшем этот рост замедляется. Спонтанный холловский потенциал можно определить графически, экстраполируя обе части кривых до пересечения, и тогда, как показано на рис. 4 (для кривой при $T = 365^\circ\text{K}$), ордината точки пересечения этих кривых даст значения спонтанного холловского потенциала.

Вычисления показали, что в ферромагнитной области ($T > T_c$) нормальная часть потенциала Холла почти не зависит от температуры, в то время как аномальная его часть сильно растет с температурой. Из вычисленного нормального холловского потенциала была определена температурная зависимость холловской подвижности носителей тока в ферромагнитной области для CuCr_2Se_4 .

Вычисления показали, что подвижность дырок CuCr_2Se_4 составляет $\sim 20 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$ при $\sim 100^\circ\text{K}$ и уменьшается с ростом температуры, подчиняясь закону $\mu \sim T^{-1,2}$. Это говорит о том, что в указанной области температур носители тока в основном рассеиваются от тепловых колебаний решетки. Следует отметить, что уменьшение подвижности носителей тока продолжается и в области $T > T_c$ ($T_c = 430^\circ$), но подчиняется закону $\mu \sim T^{-3}$. Это свидетельствует, что

в указанном температурном интервале, помимо рассеяния на тепловых колебаниях, наблюдается и рассеяние на разупорядоченных спинах. Как известно [13], в области $T < T_c$ все спины упорядочены, ферромагнитны с теми же периодами, что и ионная решетка, и обменное взаимодействие добавляет к решеточному потенциалу зависящий от спина член, который приводит к поляризации электронов проводимости, но не меняет их подвижности. При $T > T_c$, в связи с возбуждением спиновых волн с меньшей длиной их взаимодействие с электронами уменьшает среднюю длину свободного пробега последних.

Концентрация дырок в CuCr_2Se_4 , вычисленная с точностью до парaproцесса, составляет $\sim 2 \cdot 10^{21} \text{ 1/cm}^3$.

В случае CuCr_2Te_4 изменение знака термо-э. д. с. при $\sim 250^\circ\text{K}$ и своеобразная температурная зависимость общего холловского потенциала затрудняют выделение температурной зависимости нормальной и аномальной частей холловского потенциала. В случае двух типов носителей тока холловская постоянная и электропроводность делятся в виде [14]:

$$R = \frac{A_p u_p^2 p - A_n u_n^2 n}{(u_p + u_n)^2} \frac{1}{e c}, \quad (2)$$

$$\sigma = e u_p p + e u_n n. \quad (3)$$

Предполагая, что при низких температурах образцы обладают одним типом носителей тока (дырки), мы выделили нормальную часть холловского потенциала, из которой были определены концентрация и подвижность дырок при низких температурах. Далее, экстраполируя [14] значение подвижности к температуре 250°K , определялось значение подвижности дырок при 250°K .

Принимая $A_n = A_p = 1$, $R = 0$ и зная значение электропроводности при $\sim 250^\circ\text{K}$, из формул (3) и (4) определяли собственную концентрацию электронов и дырок, а также их подвижности при $\sim 250^\circ\text{K}$, которые составляли: 30 и $5,5 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$; $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и $\sim 3,2 \cdot 10^{21} \text{ 1/cm}^3$, соответственно.

Анализ полученных результатов показал, что концентрация носителей тока во всех этих трех соединениях колеблется в пределе от $\sim 10^{21}$ до $\sim 3,2 \cdot 10^{21} \text{ 1/cm}^3$, который значительно меньше числа молекул CuCr_2X_4 в одном кубическом сантиметре, чем предполагалось в работах [15, 16].

ЛИТЕРАТУРА

1. Baltzer P. K., Lehmann H. W., Robbins M. „Phys. rev. Letters“, v, 15 p. 493, 1965.
2. Baltzer P. K., Wojtowicz P. J., Robbins M. and Lopatin E. „Phys. rev.“, v. 151, p. 367, 1966.
3. Menyuk N., Dwight R. and Arnott A. J. „J. Appl. Phys.“, 37, p. 1387, 1966.
4. Lehmann H. W. and Harbecke G. „J. Appl. Phys.“, v. 38, p. 946, 1967.
5. Amith A. and Gunslaus G. „J. Appl. Phys.“, 40, p. 1020, 1969.
6. Lotgering F. K. „J. Phys. and. chem. Sol.“, 23, 1153, 1962.
7. Lotgering F. K. „Sol. Stat. Commun.“, v. 2, p. 55, 1964.
8. By Boucnaud B. J., Russo P. A. and Wold A. „Inorganic chemistry“ 4, № 5, 685, 1965.
9. Colominas C. „Phys. rel.“, 153, 558 (1967).
10. Yokoyma, Watanawer and Chiba S. „J. Phys. soc. Japan“, 23, 450, (1967).
11. Miyatani, Wada V. and Okamoto F. „Four. Phys. soc. Japan“, v. 25 № 2, 1968.
12. Вонсовский С. Магнетизм. Изд-во „Наука“, 949, 1971.
13. Метфессель З., Маттис Д. Магнитные полупроводники. М., Изд-во „Мир“, 1972, 266.

14. Равич Ю. И., Ефимова Б. А., Смирнов И. А. Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe , PbSe и PbS . М., Изд-во „Наука“, 1968.

15. Var. Stapete R. P., Lotgering F. K. „J. Appl. Phys.“, 38, 403 (1968).

16. John B., Goodenough. „J. Phys. chem. sol.“, 1969, 30, 261—280, 1969

Институт физики
АН Азерб. ССР

Поступило 30. XI 1972

L. I. Valiev, I. G. Kerimov, S. HK. Babaev, Z. M. Namazov

Electrical properties of CuCr_2X_4 , (where X—S, Se and Te)

SUMMARY

To elucidate the charge transport mechanism and the relation between the electrical and magnetic properties the CuCr_2S_4 , CuCr_2Se_4 and CuCr_2Te_4 compounds have been obtained. An investigation is made of the temperature dependence of electroconductivity, thermoelectromotive force and the Hall effect within the region of temperatures 100—650°K involving the temperatures of the magnetic phase transformations.

The three compounds are shown to have the metallic conduction and the magnetic ordering—to have certain bearing on the current carriers scattering mechanism.

Г. Б. АБДУЛЛАЕВ, Г. Г. МАМЕДАЛИЕВА, Д. Ш. АБДИНОВ
ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ
ГЕКСАГОНАЛЬНОГО СЕЛЕНА С ПРИМЕСЬЮ
БРОМА И ХЛОРА

Исследованию влияния различных примесей на электрические свойства селена посвящено немало работ [1—2], однако почти все они выполнены на поликристаллических образцах, что затрудняет однозначность интерпретации. Нами выращены монокристаллы гексагонального чистого селена, а также селена с примесью брома и хлора из паровой фазы [3] и исследованы их электропроводность термо-э. д. с. в интервале температур $\sim 150\div 300^\circ\text{K}$. Содержание примесей брома и хлора в монокристаллах, которые выращены из селена с определенным количеством данной примеси, определялось аргентометрическим методом. Значения электропроводности, указанные на рисунках, являются равновесными, так как при измерениях учитывалась их временная зависимость [4].

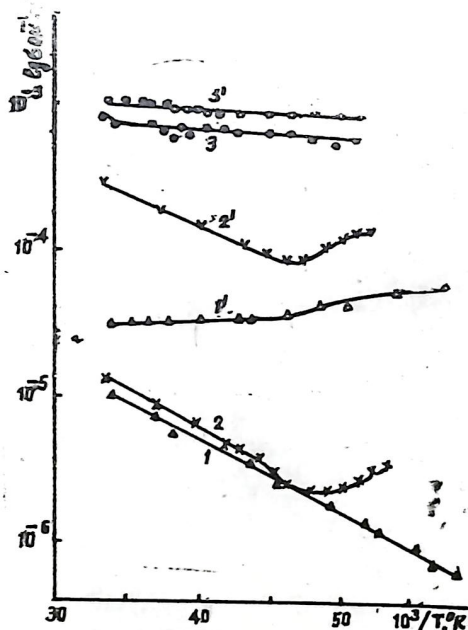


Рис. 1. Температурные зависимости электропроводности монокристаллов гексагонального селена: 1—3—темновые проводимости чистого селена и селена с $\sim 0,01$ ат. % Cl и Br, соответственно; 1'—3'—проводимости чистого селена и селена с $\sim 0,01$ ат. % Cl и Br под освещением, соответственно.

100 раз и ее температурный ход имеет другой характер—с ростом температуры она уменьшается, что хорошо согласуется с данными работ для чистого моно- [5] и поликристаллического [6] селена. Температурная зависимость коэффициента термо-э. д. с. (α) в данном слу-

чае свидетельствует о том, что как за изменение значений α селена при освещении, так и за экспоненциальную зависимость ее в темноте ответственна подобное изменение подвижности дырок. Концентрация дырок при этом в монокристаллах селена в указанном температурном интервале с ростом температуры или под освещением остается постоянной [5, 7]. Причем при возрастании значения α образца (с температурой или введением примесей) влияние освещения на последний ослабляется и уменьшается энергия активации электропроводности.

На рис. 1 и 2 представлены температурные зависимости электропроводности и термо-э. д. с. исследованных образцов. Как видно, примеси (в особенности бром) существенно влияют на значение и температурную зависимость электропроводности и термо-э. д. с. монокристаллов гексагонального селена в темноте. После освещения электропроводность чистого селена увеличивается при $\sim 170^\circ\text{K}$ и носит другой характер—с ростом температуры она уменьшается, что хорошо согласуется с данными работ для чистого моно- [5] и поликристаллического [6] селена. Температурная зависимость коэффициента термо-э. д. с. (α) в данном слу-

чае свидетельствует о том, что как за изменение значений α селена при освещении, так и за экспоненциальную зависимость ее в темноте ответственна подобное изменение подвижности дырок. Концентрация дырок при этом в монокристаллах селена в указанном температурном интервале с ростом температуры или под освещением остается постоянной [5, 7]. Причем при возрастании значения α образца (с температурой или введением примесей) влияние освещения на последний ослабляется и уменьшается энергия активации электропроводности.

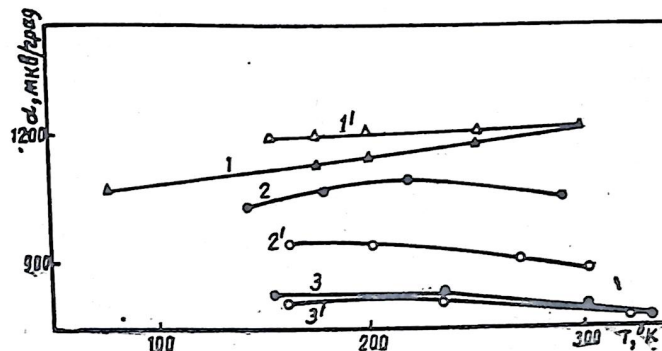


Рис. 2. Температурные зависимости коэффициента термо-э. д. с. монокристаллов гексагонального селена: 1—3—чистый селен и селен с 0,01 ат. % Cl и Br, соответственно, в темноте; 1'—3'—чистый селен и селен с 0,01 ат. % Cl и Br, соответственно, под освещением.

Проводимости легированных образцов во всех случаях превосходят таковую у чистого образца селена. Соответственно этому в отличие от чистого селена в легированных образцах значение α всегда ниже, чем у чистого селена, и с ростом температуры она слегка падает.

	150 °K		220 °K		300 °K	
	$n, \text{см}^{-3}$ в темноте	$n, \text{см}^{-3}$ под освещением	$n, \text{см}^{-3}$ в темноте	$n, \text{см}^{-3}$ под освещением	$n, \text{см}^{-3}$ в темноте	$n, \text{см}^{-3}$ под освещением
Se	$3,2 \cdot 10^{13}$	$3,0 \cdot 10^{13}$	$3,8 \cdot 10^{13}$	$3,8 \cdot 10^{13}$	$3,8 \cdot 10^{13}$	$3,8 \cdot 10^{13}$
Se + +0,01% Br	$2,4 \cdot 10^{14}$	$3,0 \cdot 10^{14}$	$8,1 \cdot 10^{14}$	$9,7 \cdot 10^{14}$	$1,8 \cdot 10^{15}$	$2,1 \cdot 10^{15}$
Se + +0,01% Cl	$6,4 \cdot 10^{13}$	$9,6 \cdot 10^{13}$	$1,3 \cdot 10^{14}$	$4,1 \cdot 10^{14}$	$3,0 \cdot 10^{14}$	$9,8 \cdot 10^{14}$

На таблице представлены зависимости концентрации, а на рис. 3—подвижности носителей тока от температуры в некоторых исследованных образцах селена, вычисленные из данных α и σ с применением формул для полупроводников с одним типом носителей тока. Из приведенных данных следует, что в отличие от чистого селена, где концентрация носителей тока (n) с температурой не меняется, в образцах селена с примесью брома и хлора с ростом температуры n увеличивается. Причем концентрация носителей тока в селене, содержащем $\sim 0,01\%$ Br и Cl, соответственно в 50 и 20 раз больше, чем в чистом селене при 300°K .

Кроме того, примеси (в особенности бром) увеличивают и подвижность носителей тока. При этом в образцах чистого селена под

освещением и селена с примесью брома в темноте зависимость подвижности дырок от температуры приближается к закону $\mu \sim T^{-3/2}$, т. е. подобно случаю рассеяния дырок на акустических колебаниях решетки.

Если учесть полимерную структуру селена [1], то становится вероятным, что в монокристаллах селена, помимо упорядоченных областей (кристалликов), существуют

и области с неупорядоченным расположением атомов (подобно аморфному селену) [8]. В этих областях механизм переноса и роль примесей будут существенно отличаться от последних в кристалликах [9—12].

Неупорядоченность в структуре приводит к размазыванию краев зон, появлению «хвоста» в зависимости плотности состояний от энергии, к локализации этих «хвостовых» состояний. В области энергий, для которых плотность состояний меньше определенного значения N_c , подвижность обуславливается перескоками носителей заряда и очень быстро падает при уменьшении $N(E)$.

В темноте значения и температурные зависимости подвижности носителей тока аморфных (неупорядоченная система) и монокристаллических модификаций селена почти одинаковы (рис. 3). По-видимому, существующие области неупорядочения

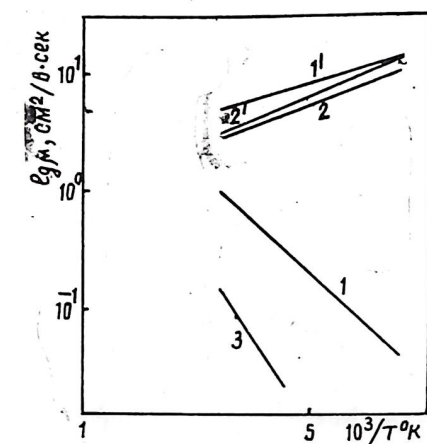


Рис. 3— Температурные зависимости подвижности носителей тока в монокристаллах гексагонального селена: 1—2 чистый селен с 0,01 ат. % Вг, соответственно, в темноте; 1'—2'—чистый селен и селен с 0,01 ат. % Вг, соответственно, под освещением; 3—аморфный селен в темноте.

в монокристаллах гексагонального селена контролируют подвижность носителей тока.

При освещении монокристаллов селена носители тока в неупорядоченных областях переходят из локализованных состояний в состояния, где они свободны. Соответственно этому в образцах монокристаллов селена под освещением значение подвижности носителей тока будет близко к значениям внутри отдельных кристалликов и ее зависимость от температуры будет такой, как для случая упорядоченного расположения атомов. Возможно, что размазывание краев зон монокристалла Se происходит из-за сильной дефектности, обусловленной спецификой кристаллизации материала как полимера, следствием которой является неупорядоченность в структуре кристалла в целом.

Введенные примеси в монокристаллических образцах селена в основном будут распределяться в неупорядоченных участках, где они менее активны и почти не влияют на концентрацию носителей тока [9, 10]. Если учесть, что объемная доля неупорядоченных областей гораздо меньше общей, то можно полагать, что в этих областях концентрация примесей будет превосходить на несколько порядков введенную. При таких концентрациях примесь может увеличить число локализованных состояний в «хвостах», приводя к увеличению вероятности перескоков между этими состояниями и, соответственно, к росту подвижности носителей тока [11—12]. Рост концентрации носителей тока в селене при введении примесей Вг и Сl свидетельствует по-видимому о том, что некоторая доля атомов этих примесей входит в кристаллики, создавая акцепторные уровни. Причем эти уровни при

~150°K не полностью ионизированы и с ростом температуры, вплоть до комнатной, или под действием света продолжают ионизироваться.

Таким образом, можно предположить, что увеличение концентрации носителей тока в монокристаллах гексагонального селена при введении примеси Вг и Сl обусловлено вхождением некоторого количества атомов примесей в решетку, а сходное поведение подвижности—ростом концентрации локализованных состояний в неупорядоченных областях. Следует отметить, что сравнение данных, приведенных на рис. 1, 2 и 3, с результатами [7], показывает, что по характеру действия примеси хлора и брома в селене ведут себя подобно примеси кислорода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чижилов Д. М., Счастливый В. П. Селен и селениды. Изд. АН СССР, 1964.
2. Абдинов Д. Ш., Мехтиева С. И., Алиев Г. М. „Ж. физ. химии“, 40, 2582, 1966.
3. Алиев Г. М., Джалилов Н. З. „Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук“, № 4, 79, 1964.
4. Козырев П. Т. ЖТФ, 26, 265, 1956.
5. Stuke J, Phys. State. sol, 8, 533, 1965.
6. Ходосевич П. Н., Коломиец Б. Т. ФТТ, 6, 1325, 1964.
7. Абдуллаев Г. Б. и др. „ДАН СССР“, 194, 798, 1970.
8. Каргин В. А., Слонимский Г. Л. Краткие очерки по физико-химии полимеров. Изд. АН СССР, М., 1967.
9. Губанов А. И. Квантово-электронная теория аморфных проводников. Изд. АН СССР, М.—Л., 1963.
10. Коломиец Б. Т. Труды IX Международной конференции по физике полупроводников. Л., „Наука“, 1969.
11. Мотт Н. Электроны в неупорядоченных структурах. М., Изд-во „Мир“, 1969.
12. Davis E. A., Mott N. F. Phil. Mag., 22, 903, 1970.

Институт физики АН Азерб. ССР

Поступило 30. X 1972

Н. Б. Абдуллаев, К. Н. Мамедалиева, Ч. Ш. Абдинов

Бром в хлор ашгарлы гексагонал селен монокристалларынын электрик хассэлэри

ХУЛАСЭ

Гексагонал селенин ичэрисиндэ ~0,01% Сl вэ Вг олан монокристаллар кəјəрдилмиш, онларын 150÷300°K интервалында электриккечирмэси вэ термо ЕНГ өјрəнилмишдир. Кəстəрилмишдир ки, ашгарлар селенин јукдашыјычыларынын һəм концентрasiјасыны, һəм дə јүрүклүјүнү артырыр.

Алынмыш нəтичəлэр низамсыз системлэр үчүн мөвчуд олан аңлајышларла изаһ едилмишдир.

G. B. Abdullaev, G. G. Mamedalijeva, D. Sh. Abdinov

Electrical properties of hexagonal selenium monocrystals with Br and Cl impurities

SUMMARY

Hexagonal selenium monocrystals with ~0,01% Br and Cl have been grown, the electrical conductivity and t. e. m. f. have been investigated in temperature interval ~150÷300°K under a darkness and illumination.

It has been found that mentioned impurities increases both the concentration of carries in selenium and their mobilities. The interpretation of the obtained results is presented.

УДК 535.215

Б. Г. ТАГИЕВ, В. А. ГАДЖИЕВ, С. Г. АБДУЛЛАЕВА

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ЭКСИТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В МОНОКРИСТАЛЛАХ GaSe и GaTe

В слоистых кристаллах GaSe, GaS, GaTe, являющихся представителями соединений типа $A^{III}B^{VI}$, наблюдаются такие интересные явления, как стимулированное излучение под влиянием ускоренных электронов [1], электролюминесценция [2, 3], эффект переключения [4] и др. Специфические особенности кристаллической структуры соединений GaSe, GaS и GaTe в последние годы вызвали значительный интерес к изучению их электрических и оптических свойств [5, 6, 7].

Теоретический анализ зонной структуры [8, 9] и оптические исследования кристаллов GaSe, GaS и GaTe [6, 7, 10] показывают, что наблюдаемая линейчатая структура на спектре их поглощения обусловлена образованием экситонов. О зонной структуре GaTe надежной информации пока нет, что связано со сложностью кристаллической структуры последнего.

Известен ряд работ, посвященных исследованию спектров электропоглощения [11, 12, 13] и электроотражения [14], однако в них не дается подробного анализа экситонных линий поглощения в кристаллах GaSe и GaTe при наличии электрического поля. Данная статья посвящена исследованию экситонного поглощения высокоомных ($\rho > 10^3 \text{ ом}\cdot\text{см}$) монокристаллов GaSe и GaTe при наличии электрического поля. Электрическое поле прикладывается перпендикулярно оптической оси кристаллов, а свет падает на поверхность образцов толщиной 5–10 мкм параллельно этой оси.

Спектры электропоглощения $\delta\alpha$ монокристаллов GaSe и GaTe при напряженности электрического поля $F = 2 \cdot 10^4 \text{ в/см}$ и температуре $T = 300^\circ\text{K}$ представлены на рис. 1. На зависимости $\delta\alpha = f(h\nu)$ при энергиях фотонов $h\nu < E_g$ появляется экспоненциальный хвост поглощения, а при $h\nu > E_g$ наблюдаются затухающие осцилляции коэффициента поглощения. Как видно из рис. 1 (а), в спектре электропоглощения GaSe наблюдаются некоторые осцилляции, отсутствующие в случае GaTe (рис. 1, в). По-видимому, отсутствие большого количества осцилляций в спектре электропоглощения GaTe при 77 и 300°K связано с затруднением при раскалывании монокристалла GaTe на тонкие слои толщиной около микрона. Ранее [11, 12] нами было показано, что глубокий отрицательный минимум в спектре электропоглощения GaSe и GaTe связан с экситонами. Рис. 1, а показывает, что период осцилляций в спектре $\delta\alpha$ примерно равен 4 Мэв, что соответствует энергии оптических фононов [15].

На рис. 2 представлены спектры поглощения (α) GaSe и GaTe в экситонной области при отсутствии и наличии F . С ростом F линия экситонного поглощения уширяется и положение максимумов смещается в сторону высоких энергий. Энергетическое положение пиков в

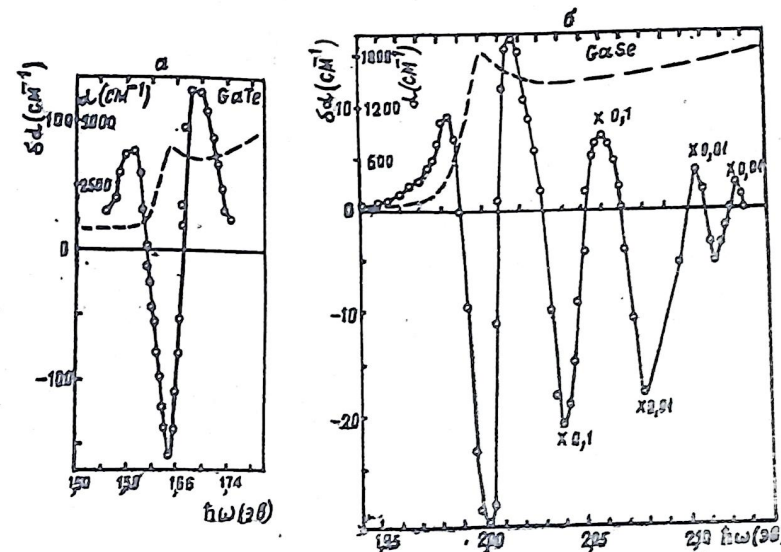


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения α (см^{-1}) (штриховая кривая) и его изменения $\delta\alpha$ (см^{-1}) в электрическом поле от энергии фотона $h\nu$ (эв): для GaSe $F = 2,10^4 \text{ в/см}$; для GaTe $F = 1,0 \cdot 10^4 \text{ в/см}$.

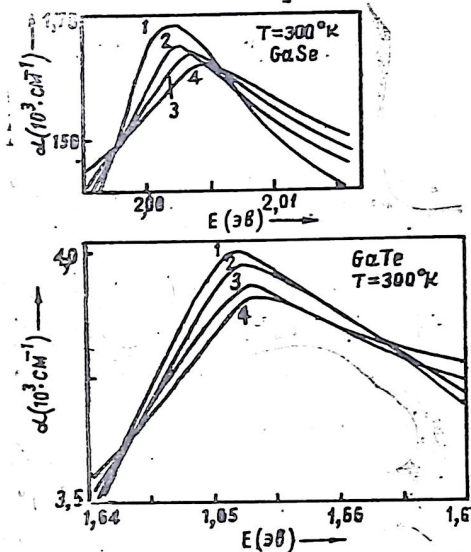


Рис. 2. Экситонные линии $n=1$ поглощения α при различных полях F : GaSe: 1—0; 2— $1 \cdot 10^4$; 3— $2 \cdot 10^4$; 4— $3 \cdot 10^4 \text{ в/см}$. GaTe: 1—0; 2— $5,5 \cdot 10^3$; 3— $7,7 \cdot 10^3$; 5— $1,0 \cdot 10^4 \text{ в/см}$.

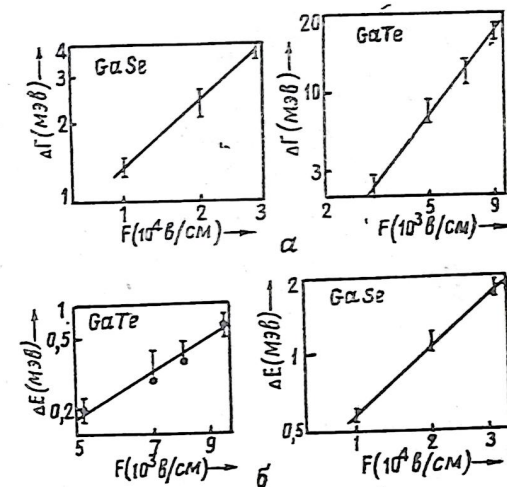


Рис. 3. Зависимости в двойном логарифмическом масштабе изменения полуширины $\Delta\Gamma$ (Мэв) и сдвига ΔE (Мэв) экситонной линии $n=1$ от F (в/см) в кристаллах GaSe и GaTe.

спектрах α и $\delta\alpha$ сильно зависит от температуры (рис. 3), что также наблюдалось в кристаллах CdS и CdSe [16]. Скорость смещения глубокого отрицательного пика электропоглощения GaSe ($-4,6 \cdot 10^{-4} \text{ эв/град}$) и GaTe ($-4,5 \cdot 10^{-4} \text{ эв/град}$) приблизительно равна

температурному коэффициенту ширины запрещенной зоны $\frac{dE_g}{dT} = 4 \cdot 14 \cdot 10^{-4}$ и $-4,19 \cdot 10^{-4}$ эв/град, соответственно [17].

Подобно [18] произведен анализ формы экситонной линии поглощения кристаллов GaSe и GaTe, в которых при 77÷300°K экситонные линии $n=1$ имеют лоренцеву форму [11, 12]. Анализ зависимостей, представленных на рис. 2, показывает, что смещение максимумов $\Delta E = E_F - E_0$ в спектре α в сторону высоких энергий и изменение лоренцевой полуширины $\Delta \Gamma = \Gamma_F - \Gamma_0$ квадратично зависит от F .

При $T = 300^\circ K$, $F = 0$ лоренцева полуширина $\Gamma_0 = 5$ и 12 Мэв для GaSe и GaTe, соответственно. Зависимость ΔE и $\Delta \Gamma$ от F в двойном логарифмическом масштабе изображена на рис. 3 (а и б). Смещение экситонной линии в электрическом поле выражается следующей формулой [19]:

$$\Delta E = \frac{9}{4} \epsilon a_{\text{exc}}^3 F^2, \quad (1)$$

где

$$a_{\text{exc}} = \frac{e^2}{2E_b \epsilon}, \quad (2)$$

ϵ — диэлектрическая проницаемость, a_{exc} — боровский радиус экситона.

При значениях $\epsilon = 8$ для GaSe и GaTe по данным рис. 2. найдены боровские радиусы экситонов: $a_{\text{exc}} = 29 \text{ \AA}$ для GaSe и $37 \text{ \AA}$ для GaTe. Подставляя значения ϵ и a_{exc} в уравнение (1), мы вычислили энергию связи экситонов в GaSe и GaTe, которая оказалась равной 31 и 25 Мэв, соответственно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Б., Богданкевич О. В., Печенов А. Н., Абдулаев Г. Б., Ахундов Г. А., Салаев Э. Ю., ДАН СССР, 161, 5, 1965.
2. Ахундов Г. А., Аксянов И. Г. и Багиров А. Г., Оптика и спектроскопия, 21, 126, 1966.
3. Gingolani A., Levialdi A. Nuova Cimento, B. 55, 1, 1968.
4. Romeo N. Phys. stat. sol., 34, 717, 1969.
5. Салаев Э. Ю., Соловьев Л. Е., Халилов В. Х., Антонов В. Б., Нан Р. Х. ФТП, 1972.
6. Brebner J. L., Fischer G. and Mooser E. J. Phys. Chem. sol., 23, 1417, 1962.
7. Fischer G. and Brebner J. L., J. Phys. Chem. sol., 23, 1363, 1962.
8. Kamimura H. et al. J. Phys. soc. Japan, 24, 1313, 1968.
9. Schlueter M. Helvetica Physica Acta, 45, 73, 1972.
10. Gasanova N. A., Akhundov G. A. and Nizametdinova M. A. Phys. stat. sol., 17, K. 131, 1966.
11. Abdullaev G. B., Tagiev B. G. and Gadzhiev V. A. Phys. stat. sol (b), 49, K. 19, 1972.
12. Гаджиев В. А., Соколов В. И., Субашиев В. К., Тагиев Б. Г. ФТТ, 12, 1350, 1970.
13. Караман М. И. и Мушинский В. П. ФТП, 4, 424, 1970.
14. Suzuki Y. and Hamakawa Y. et al. J. Phys. chem. sol, 31, 2217, 1970.
15. Fivaz R. and Mooser E. Phys. rev., 163, 743, 1967.
16. Lange H. and Gutsche E. Phys. stat. sol., 32, 293, 1969.
17. Grandolfo M., Gratton E., Anfesso Somma E., Vecchia P. Phys. stat. sol (b), 48, 729, 1971.
18. Lange H. Phys. stat. sol (b), 47, 791, 1971.
19. Blossiey D. F. Phys. rev., B. 3, 1382, 1971.

Институт физики АН Азерб. ССР

Поступило 20. XII 1972

Б. Н. Тагыев, В. Э. Начиев, С. Н. Абдуллаева

GaSe вэ GaTe монокристалларында экситонлу
удулмаја електрик сәһәсинин тәсири

ХҮЛАСӘ

Тәдқиғатда GaSe вэ GaTe монокристалларында оптик удулмаја електрик сәһәсинин тәсири өјрәнилмишдир. Мүәјјән едилмишдир ки, електрик сәһәсинин гіјмәтинин бөјүмәси илә экситон сәвијјәләринин ($\Delta E = E_F - E_0$) вэ Лоренс удулма хәттинин јарыменинин дәјишмәси $\Delta \Gamma = \Gamma_F - \Gamma_0$ квадратик гануна табе олур.

GaSe вэ GaTe монокристалларында экситонларын әләгә енерјиси һесаблинмыш вэ ујғун сурәтдә 31; 25 мев олмушдур.

B. G. Tagiev, V. A. Gadzhiev, S. G. Abdullayeva

Influence of electric field on exciton absorption
in GaSe and GaTe single crystals

SUMMARY

An investigation has been made of an electric field ($F = 10^3 + 3 \cdot 10^4$ v/cm) influence on the exciton absorption in GaSe and GaTe single crystals. The exciton absorption peaks are shown to shift strongly to high energies ($\Delta E = E_F - E_0$) with the increase of F .

Both ΔE and the Lorentz semiwidth $\Delta \Gamma = \Gamma_F - \Gamma_0$ are established to vary quadratically with F . The binding energies of the excitons in GaSe and GaTe turned out to be amount to 31 meV and 25 meV respectively.

УДК 537. 312. 7

Б. Г. ТАГИЕВ, В. А. ГАДЖИЕВ, С. Г. АБДУЛЛАЕВА, Г. М. МАМЕДОВ
ТОКИ, ОГРАНИЧЕННЫЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫМИ ЗАРЯДАМИ
В МОНОКРИСТАЛЛЕ p -GaSe

Электрические и фотоэлектрические свойства полупроводников существенно зависят от концентрации и энергии активации ловушек.

Для определения параметров ловушек широко используется метод исследования токов, ограниченных пространственными зарядами (ТОПЗ). Согласно теории ТОПЗ [1, 2, 3, 4, 5] концентрацию ловушек можно определить по величине напряжения, при котором происходит их заполнение. Однако по этому методу для концентрации ловушек получается величина, заниженная на 2—3 порядка.

Одной из возможностей определения концентрации и энергии активации ловушек является температурная зависимость ТОПЗ [6, 7]. Нами обнаружены и исследованы температурная зависимость ТОПЗ в монокристалле GaSe, легированном примесью олова. Следует подчеркнуть, что олово в количестве до 1 вес. % резко увеличивает удельное сопротивление и фоточувствительность кристаллов GaSe.

Исследованные монокристаллы GaSe имели удельное сопротивление $\sim 3 \cdot 10^5$ ом·см. При измерении ТОПЗ использованы образцы толщиной $(1 \div 4) \cdot 10^{-2}$ см с индиевыми омическими контактами. Вольтамперные характеристики (ВАХ) образцов измерялись в импульсном режиме в интервале температур 190—300°K.

Характерные данные для образца, содержащего 0,05 вес. % олова, в двойном логарифмическом масштабе представлены на рисунке.

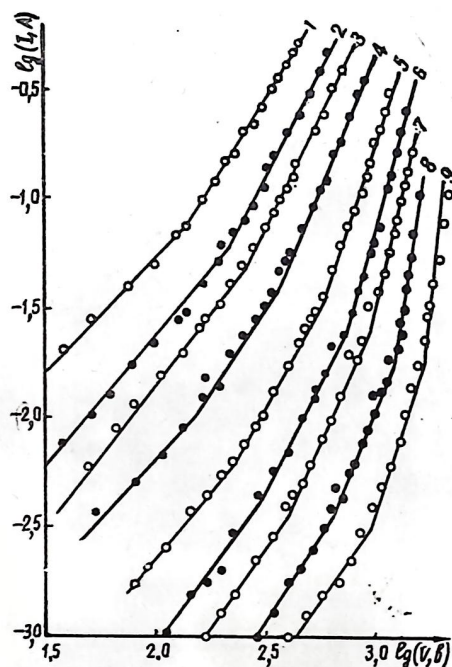


Рис. Вольтамперные характеристики монокристалла p -GaSe при различных температурах (Т°K): 1—293; 2—270; 3—255; 4—242; 5—232; 6—223; 7—206; 8—192. Толщина образца 0,12 мм, площадь электродов 9,4 мм².

На ВАХ выделяются три участка: омический, квадратичный и более крутой рост тска. С понижением температуры кривая зависимости $\lg I$ от $\lg V$ смещается в сторону больших значений напряжений.

Соединение p -GaSe является частично компенсированным полупроводником. Измерения показали, что содержание примеси олова до 1 вес. % увеличивает степень компенсации акцепторов в p -GaSe. В случае частичной компенсации температурная зависимость концентрации дырок в омической области [8]

$$p = \frac{N_a - N_d}{2N_d} N_v e^{-\frac{E_a}{kT}}. \quad (1)$$

При комнатной температуре из эффекта Холла найдено, что $p = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $\mu = 20 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$.

Температурная зависимость плотности тока выражается формулой [7]:

$$J = \frac{\varepsilon \mu V^2}{d^3} \frac{N_v}{N_t} e^{-\frac{E_t}{kT}}. \quad (2)$$

В (1) и (2) N_a и N_d —концентрации акцепторов и доноров, соответственно; N_v —плотность состояний в валентной зоне; E_a —энергия активации акцепторов; k —постоянная Больцмана; ε —диэлектрическая проницаемость; μ —подвижность носителей тока; V —приложенное напряжение; d —толщина образца; N_t —концентрация ловушек; E_t —энергия активации последних. Из (1) и (2) видно, что по отрезкам, отсекаемым на осях $\lg p_0$ и $\lg J$, можно определить $\frac{N_a - N_d}{N_d}$ и N_t , соответственно.

По данным, представленным на рисунке (второй участок), построены температурные зависимости концентрации дырок и плотности ТОПЗ и определены $\frac{N_a - N_d}{N_d}$, E_a , N_t и E_t (при оценке указанных параметров эффективную массу дырок надо взять равной массе свободного электрона).

Поскольку доноры компенсируют акцепторы, то заряженные акцепторы можно считать ловушками и концентрацию этих ловушек $N_t = N_d$ [9]. Определив величины $\frac{N_a - N_d}{N_d} = 0,07$ и $N_d =$

$2,4 \cdot 10^{15}$, находим концентрацию акцепторов: $N_a = 2,6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Энергия активации акцепторов (ловушек) для образца p -GaSe, содержащего 0,05 вес. % олова, найдена равной $E_a = E_t = 0,30 \text{ эв}$. По величине концентрации акцепторов и доноров можно заключить, что уровень Ферми лежит выше акцепторного уровня и его значения определяются следующим выражением [9]:

$$E_f = E_a + kT \ln \left(\frac{2N_d}{N_a - N_d} \right). \quad (3)$$

Из (3) найдено, что $E_f = 0,38 \text{ эв}$.

В заключение авторы выражают благодарность проф. А. Р. Регеле за обсуждение и ценные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lampert M. A. Phys. Rev., 103, 1648, 1956.
2. Smith R. W., Rose A. Phys. rev., 97, 1531, 1955.
3. Lampert M. A. J. appl. phys., 29, 1082, 1958.
4. Sussman A. S. J. appl. phys., 38, 2738, 1967.
5. Marlor G. A., Woods D. H. Pros. Phys. soc., 81, 1013, 1963.
6. Seitz M. A., Whitmore J. J. phys. chem. solidi, 29, 1033, 1968.

7. Панов В. П., Вергунас Ф. И., Гаврилов Ф. Ф. „Изв. вузов“, 1969, № 2.
 8. Smith R. A. Semiconductors (Cambridge University Press, 1961), p. 91 (перев. Р. А. Смит „Полупроводники“, стр. 97, ИЛ, 1962).
 9. Schade H. Helv. phys. acta., 41, 1142, 1968.

Институт физики
 АН Азерб. ССР

Поступило 20. XII 1972

Б. Н. Тагыев, В. Э. Начыев, С. Н. Абдуллаева,
 Н. М. Маммедов

p-GaSe монокристалында фәза жүкләрилә мәһдудлашмыш чәрәжан

ХҮЛАСӘ

Мәгалә импульс режиминдә ашгарланмыш ишығահәссас *p*-GaSe монокристалының вольт-ампер характеристикасының вә фәза жүкләрилә мәһдудлашмыш чәрәжаның өйрәнилмәсинә һәср едилмишдир.

B. G. Tagiev, V. A. Gadjev, S. G. Abdullayeva, G. M. Mamedov

Currents Limited by Space Charges in Gallium Selenide Single Crystals

SUMMARY

An investigation has been made of the current-voltage characteristics for the photosensitive compounds gallium selenide single crystals under the pulse operation conditions. The spacecharge limited currents have been observed. The temperature dependence of the current-voltage characteristics has been utilized to estimate the following: trap concentration $N_t = 2,6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, their activation energy $E_t = 0,30$, the Fermi level $E_f = 0,38 \text{ eV}$.

АЗӘРБАЙҖАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫҢ ХӘБӘРЛӘРИ
 Физика-техника вә ријазийат елмләри серијасы, 1973, № 3

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР
 Серия физико-технических и математических наук, 1973, № 3

УДК 538. 56

Т. М. ГАСЫМОВ и А. А. КАТАНОВ

К НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Ранее [1] было показано, что при низких температурах электроны полупроводника, находящегося в сильном внешнем статическом электрическом поле, разогреваясь сами, могут разогревать и длинноволновые (ДВ) фононы, взаимодействующие с ними. Разогрев фононов, в свою очередь, приводит к сильному изменению нелинейных свойств полупроводника. При этом имеются две возможности, принципиально отличающиеся друг от друга: первая, когда в решетке имеются в достаточном количестве коротковолновые (КВ) фононы, играющие роль „теплового резервуара“ для (ДВ) фононов; вторая, когда в решетке нет „теплового резервуара“ КВ фононов, а ДВ фононы энергию, полученную от электронов, передают окружающей среде через его границы.

В [2] показано, что при наличии „теплового резервуара“ разогрев фононов в вырожденных и невырожденных полупроводниках приводит к существенно неравновесной и нелинейной задаче о распространении высокочастотной сильной электромагнитной волны в отличие от случая разогрева только электронов.

В настоящей статье рассматривается теория распространения сильной электромагнитной волны в невырожденном полупроводнике как при сильном, так и при слабом затухании в условиях, когда в решетке нет „теплового резервуара“ для ДВ фононов. Показано, что разогрев фононов в этом случае приводит к существенной нелинейности всех характеристик распространения электромагнитных волн. Вдали от резонанса (область слабого затухания) найдены законы затухания поля и температур электронов T_e и фононов T_f . Показано, что затухания существенно зависят от амплитуды E_0 падающей электромагнитной волны. Глубина затухания электронной температуры обратно пропорциональна $E_0^{2/3}$.

В области сильного затухания (вблизи резонанса) вычислен импеданс полупроводника и показано, что он растет прямо пропорционально $E_0^{1/4}$. Для сравнения заметим, что при наличии только разогрева электронов глубина проникновения поля $L_E \sim E_0$, а импеданс $\xi \sim E_0^{1/2}$ [3].

Основные уравнения и постановка задачи

Основными уравнениями задачи являются система кинетических уравнений для электронов и фоонов и уравнения Максвелла. Следуя [1], рассмотрим разогрев фоонов в условиях, когда время релаксации импульса фоонов на границах кристалла $\tau_{fb}^{(p)} = \frac{L}{s}$ (L — размер образца, s — скорость звука) много меньше времени τ_{fe} их релаксации на электронах. В этих условиях функция распределения фоонов $N(q)$ изотропна. Функцию распределения электронов, как обычно, будем искать в виде [1–3]:

$$f(\epsilon_p) = f_0(\epsilon_p) + f_1(p) \frac{p}{p}; \quad |f_1(p)| \ll f_0. \quad (1)$$

Тогда с помощью (1) из кинетического уравнения электронов получим следующие уравнения для $f_0(\epsilon_p)$ и $f_1(\epsilon_p)$:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \frac{8\pi em}{3n(\epsilon)} \frac{\partial}{\partial \epsilon} (\epsilon f_1 E) = \frac{18\pi^2 m^2}{(2\pi h)^3 n(\epsilon)} \cdot \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left[\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \int h^2 \omega_q^2 W_q N q dq + f_0(\epsilon) \int_0^{2p} W_q h \omega_q q d_1 q \right]^*, \quad (2)$$

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \frac{eEp}{m} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} - \omega_n (h \times f_1) + \nu f_1(\epsilon) = 0; \quad \bar{p} = \sqrt{2mT_e}. \quad (3)$$

При выводе (2) и (3) предполагалось, что выполняется условие нормального скин-эффекта: $L_E \gg L_s, L_p$, где L_E — характерная длина изменения поля, L_s и L_p — длина свободного пробега электронов, связанная с передачей энергии и импульса, соответственно.

Как известно, для высокочастотной волны с частотой ω , большей частоты столкновений электронов по передаче энергии ν_e , изотропная часть функции распределения электронов $f_0(\epsilon)$ в нулевом приближении по $\frac{\nu_e}{\omega}$ не зависит от времени. Для рассматриваемых нами волн круговой поляризации это утверждение верно при любом соотношении между ω и ν [3]. Что касается зависимости функции распределения фоонов $N(q, t)$ от времени, то можно показать, что ее симметричная часть $N_0(q, t)$ в нулевом и первом приближениях по $\frac{\nu_f}{\omega}$ не зависит от t . При этом исходим из кинетического уравнения фоонов:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{2W_q}{(2\pi h)^3} \int \left\{ N \left[h \omega_q \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} + \frac{f_1 q}{p} \right] + f(p+q) [1 - f(p)] \delta(\epsilon_{p+q} - \epsilon_p - h \omega_q) d^3 p - \frac{1}{\tau_{ff}} (N - N(q, T)) \right\}.$$

Путем несложных преобразований это уравнение сводится к следующему:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + N(\nu_f - z \omega \cos \omega t) = \nu_{fe} N(T_e, q) + \nu_{ff} N(q, T) = A = \text{const.}$$

Здесь $z = \frac{\nu_{fe}}{\omega} v_0 \cos \gamma$, $v = v_0 \cos \omega t$ — дрейфовая скорость носителей и γ — угол между q и f_1 .

*. h — постоянная Планка, деленная на 2π .

Решая последнее уравнение, получим

$$N(q, t) = A \left\{ \int_0^t dt' \exp(\nu_f t' - z \sin \omega t') + C_0 \right\} \cdot \exp(-z \sin \omega t - \nu_f t).$$

Поскольку рассматривается установившееся движение, то мы должны искать периодическое решение с периодом поля $T_0 = \frac{2\pi}{\omega}$. Из условия периодичности, определив константу интегрирования C_0 , найдем

$$N(q, t) = A \left\{ \int_0^t dt' e^{(\nu_f t' - z \sin \omega t')} + \int_0^{T_0} \frac{dt'' \exp(\nu_f t'' - z \sin \omega t'')}{\exp\left(\frac{2\pi \nu_f}{\omega}\right) - 1} \right\} \exp(-\nu_f t - z \sin \omega t).$$

Из этого выражения видно, что найденное решение удовлетворяет условию периодичности $N(q, 0) = N(q, T_0)$. В случае высокочастотного поля, разлагая экспоненту в ряд по $z \ll 1$ и ограничиваясь первыми двумя членами разложения, получим

$$N(q, t) = \frac{A}{\nu_f} (1 + z \sin \omega t) \left[1 - \frac{z \nu_f}{\nu_f^2 + \omega^2} (\nu_f \sin \omega t - \omega \cos \omega t) \right] = N_1(q, t) + N_0(q, t),$$

где $N_1(q, t)$ — антисимметричная часть функции $N(q, t)$. Поскольку γ определяет степень симметрии функции $N(q, t)$, из последнего уравнения имеем:

$$N_0(q, t) = \frac{A}{\nu_f} \left[1 - \frac{z^2 \nu_f}{\omega^2 + \nu_f^2} (\nu_f \sin \omega t - \omega \cos \omega t) \sin \omega t \right],$$

$$N_1(q, t) = \frac{A}{\nu_f} z \left[\sin \omega t - \frac{\nu_f}{\omega^2 + \nu_f^2} (\nu_f \sin \omega t - \omega \cos \omega t) \right].$$

Таким образом, в высокочастотном поле симметричная часть фоонной функции распределения в нулевом и первом приближениях не зависит от времени. Кроме того, будем предполагать, что частоты межэлектронных столкновений ν_{ee} много больше частоты ω . Тогда изотропная часть функции распределения электронов является бальмановской с эффективной температурой T_e . В этом приближении функция распределения ДВ фоонов имеет вид [1]

$$N(q) = \frac{\tau_{fi}}{\tau_{fb}^{(i)}} N(T, q) + \frac{\tau_{fi}}{\tau_{ff}} N(T_f, q) + \frac{\tau_{fi}}{\tau_{fe}} N(T_e, q). \quad (4)$$

В (2)–(4) введены следующие обозначения: $n(\epsilon) = 4\sqrt{2}\pi m^{3/2} \epsilon^{1/2}$ — плотность состояний, $\epsilon = \frac{p^2}{2m}$ — энергия электрона, ν — полная частота

столкновений электрона с рассеивающими центрами, τ_i^{-1} — полное обратное время релаксации фоонов, W_q — вероятность рассеяния электронов на фоонах. Остальные обозначения общепринятые.

В настоящей статье рассматривается продольное ($k \parallel H$, где k — волновой вектор волны) распространение высокочастотной ($\omega \tau \gg 1$, τ — время релаксации импульса электронов) электромагнитной волны круговой поляризации. С помощью (3) для волны $E = E_x - E_y$ получим

плотность тока в виде

$$j = \sigma E, \quad \sigma = - \frac{4\sqrt{2} m^{3/2} \omega_p^2}{3 N_0 (2\pi h)^3} \int_0^\infty \epsilon^{3/2} \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \frac{d\epsilon}{v + i(\omega_H - \omega)}, \quad (5)$$

где N_0 —концентрация электронов, ω_p —плазменная частота,

В задачах о распространении электромагнитных волн граничная задача обычно формулируется следующим образом [3]: считается, что полупроводник (нелинейная среда) заполняет полупространство $z > 0$, на которое из бесконечности ($z = -\infty$) падает плоская монохроматическая волна, нормально к границе раздела $z=0$. Часть пространства $z < 0$ заполнена линейной средой без диссипации. Тогда при $z < 0$ волна будет иметь вид: $E = E_0 (e^{ikz} + R e^{-ikz})$, где R —коэффициент отражения. Полуограниченность полупроводника дает возможность сформулировать граничные условия на плоскости раздела $z=0$, а из отсутствия поля при $z = +\infty$ выбирается соответствующее решение.

В реальном случае полупроводник всегда имеет конечные размеры. Пусть линейный размер полупроводника в направлении распространения волны равняется L_z . Тогда полупроводник можно считать полуограниченным, если глубина проникновения поля L_E много меньше L_z . Как будет видно из дальнейших расчетов (см. формулу (16)) даже в случае слабого затухания для n -или p -Ge с параметрами $m = 2 \cdot 10^{-28}$ з, $s = 3 \cdot 10^5$ см/сек. $T = 10^{-16}$ эрг, $\tau_{fb}^{(e)} = 10^{-3}$ сек величина $L_E = 10^{-(2+3)}$ см, а размеры образца обычно порядка 1 см. Это дает нам возможность при рассмотрении распространения электромагнитной волны с точки зрения электродинамики считать полупроводник пренебрежительно бесконечным. При рассматриваемых нами низких температурах решетки длина свободного пробега фононов l_f больше размеров кристалла и поэтому в условиях отсутствия теплового резервуара последние передают энергию окружающей среде (например, жидкому гелию) через границы кристалла. Поэтому при записи баланса энергии разогретых фононов будем считаться с конечными размерами кристалла [1].

Для простоты ограничимся рассеянием электронов на деформационном потенциале акустических фононов, когда $W_q = W_0 \cdot q$. $W_0 \approx 2\pi \frac{C^2}{\rho s h}$, где ρ —плотность кристалла, C —константа деформационного потенциала. В рассматриваемом нами случае отсутствия "теплового резервуара" ДВ фононы распределены следующим образом; при $0 < q < q_{ef}$, для которых $\tau_{ff} \gg \tau_{fe}$,

$$N(q) \approx N(q, T_e); \quad (6)$$

при $q_{ef} < q < \frac{T_f}{s}$

$$N(q) \approx \frac{T_f}{sq} + \left(\frac{q_{ef}}{q}\right)^4 \frac{T_e}{sq}, \quad (7)$$

а для $\frac{T_f}{s} < q < 2\bar{p}$,

$$N(q) \approx \exp\left(-\frac{T_f}{sq}\right) + \left(\frac{q_{ef}}{q}\right)^4 \frac{T_e}{sq}, \quad (8)$$

где q_{ef} —некоторый импульс, определяемый из условия $\tau_{ff}(q_{ef}) = \tau_{fe}(q_{ef})$ [1].

Используя (6), (7) и (8), из (2) и (4) получим следующие уравнения баланса энергий для определения T_e и T_f :

$$\text{Re } \sigma u^2 = \frac{4\sqrt{2} N_0 m^{3/2} s W_0}{\pi^{3/2} h^3} T_e^{3/2}, \quad (9)$$

$$16(m^5 s^2 T_e^3)^{1/2} N_0 W_0 \left\{ 1 - \frac{T_f^3}{T_e^3} \left(\frac{T_f}{m s^2} \right)^2 \right\} = \frac{1}{\tau_{fb}^{(e)}} \left\{ \frac{15 T_f^4}{s^3} - \frac{32\sqrt{2}}{3} (m T_e)^{3/2} T \right\}, \quad (10)$$

т. е. ежесекундно электроны, получая от поля энергию, передают ее ДВ фононам и поскольку в решетке нет резервуара КВ фононов, то полученную энергию ДВ фононы должны отдать границам кристалла [1]. Здесь T —температура жидкого гелия. Для n - или p -Ge с параметрами $m_g = 3 \cdot 10^{-28}$ з, $T_f = 10^{-15}$ эрг, $s = 3 \cdot 10^5$ см/сек, $T_e = 2 \cdot 10^{-14}$ эрг, $\tau_{fb}^{(e)} = 10^{-(3+4)}$ сек, $N_0 = 10^{14}$ см⁻³ вторые члены в фигурных скобках (10) много меньше, чем первые. Из (10) получим

$$T_f = \left(\frac{m s^2 T_e}{2\pi} \right)^{2/3} (W_0 m N_0 s \tau_{fb}^{(e)})^{1/4}. \quad (11)$$

В полную систему уравнений задачи, кроме (9) и (10), входит также и уравнение Максвелла, которое для рассматриваемого случая имеет вид

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + \frac{\epsilon^2}{c^2} \left(\epsilon_0(T) + \frac{4\omega_p^2}{3\sqrt{\pi}\omega} \int_0^\infty \frac{x^{3/2} e^{-x} dx}{\omega_H - \omega - i\nu} \right) E = 0, \quad (12)$$

где $\epsilon_0(T)$ —диэлектрическая проницаемость решетки, $x = \frac{\epsilon}{T_e}$.

Распространение электромагнитных волн вдали от резонанса

Рассмотрим случай, когда волна слабо затухает, т. е. $|\omega_H - \omega| \gg \nu$. При этом диэлектрическая проницаемость $\epsilon(T_e, T_f)$ имеет вид

$$\epsilon(T_e, T_f) = \epsilon_0 + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega_H - \omega)} + \frac{4i\omega_p^2 W_0 T_f^5}{(2\pi^5 m T_e^3)^{1/2} h^3 \omega(\omega_H - \omega)^2 s^5}. \quad (13)$$

Поскольку $|\omega_H - \omega| \gg \nu$, т. е. затухание мало, решение (12) будем искать в виде

$$E(z, t) = u(z) \exp\left(\frac{i\omega}{c} n z - i\omega t\right), \quad (14)$$

где $u(z)$ —медленно меняющаяся по сравнению с экспонентой амплитуда, распространяющаяся в среде электромагнитных волн. Подстановка (14) в (12) приводит к

$$\left. \begin{aligned} n^2 &= \epsilon_0 + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega_H - \omega)}, \\ \frac{du(z)}{dz} + \left(\frac{2}{\pi^5 m T_e^3} \right)^{1/2} \cdot \frac{\omega_p^2 W_0 T_f^5 u(z)}{(\omega_H - \omega)^2 h^3 s^5 c n} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

С помощью (9) и (15) находим уравнение для $\theta_e = \frac{T_e}{\theta^*}$, где $\theta^* = \frac{hs}{a}$ —некоторая постоянная температура, меньше чем температура

Дебая, a — постоянная решетки;

$$\frac{d\theta_e}{dz} + 2\xi_0 \theta_e^{1/2} = 0, \quad (16)$$

где

$$\xi_0 = \frac{16}{9} \cdot \frac{\omega_p^2 W_0}{2\pi^{1/2}} \left(\frac{ms^2}{\theta^*} \right)^{1/2} \cdot \frac{(W_0 m N_0 s \tau_{fb}^{(e)})^{1/2} \theta^{-1/2}}{(\omega_n - \omega)^2 h^3 m^{1/2} c n s^5}$$

— независимая от θ_e и θ_f часть затухания. Из (16) имеем

$$\theta_e = \frac{\theta_{oe}}{\left(1 + \frac{4}{3} \theta_{oe}^{1/2} \xi_0 z\right)^{2/3}}. \quad (17)$$

Здесь θ_{oe} — значение θ_e при $z = +0$, которое имеет вид

$$\theta_{oe} = \frac{1}{ms^2 \theta^*} \left(\frac{\omega_p^2 u_0^2 (+0)}{8\pi N_0 (\omega_n - \omega)^2} \right)^{1/2} \left(\frac{W_0 N_0 s m \tau_{fb}^{(e)}}{(2\pi)^{1/2}} \right)^{1/2}, \quad (18)$$

тогда

$$\theta_{of} = \left(\frac{1}{2\pi \theta^*} \left(\frac{\omega_p^2 u_0^2}{8\pi N_0 (\omega_n - \omega)^2} \right)^{1/2} (W_0 m N_0 \tau_{fb}^{(e)} s)^{1/2} \right)^{1/2}$$

Подставив (17) в (15), находим $u(z)$, с помощью которого (14) принимает вид

$$E(z, z) = \frac{u(+0) \cdot \exp\left(\frac{i\omega}{c} nz - i\omega t\right)}{\left(1 + \frac{4}{3} \theta_{oe}^{1/2} \xi_0 z\right)^{1/2}}. \quad (19)$$

Из граничных условий для электрического поля имеем

$$u_0 \equiv u(+0) = \frac{2E_0}{1+n}. \quad (19')$$

Воспользовавшись найденными выражениями u_0 , θ_e и θ_f , находим, что глубина затухания поля и температур зависит от амплитуды падающей волны в области сильного разогрева:

$$L_{\theta e}(\theta_e, \theta_f) = L_{\theta e} \theta_{oe}^{-2/3} \sim E_0^{-2/3}, \quad (20)$$

где $L_{\theta e} = \frac{1}{\xi_0}$ — значение $L_{\theta e}$ в линейной теории. Глубина затухания поля

$$L_E(\theta_e, \theta_f) = L_{\theta e} \cdot \frac{\theta_{oe}^{-1/2}}{\theta_{of}^5} \sim E_0^{-1/2}, \quad (21)$$

в то время как при наличии только лишь разогрева электронов $L_E \sim E_0$.

Распространение электромагнитных волн вблизи резонанса

Рассмотрим предельный случай, обратный изложенному выше, т. е. случай $|\omega_n - \omega| \ll \nu$ и $\omega = \omega_n$ (циклотронный резонанс), когда волна сильно затухает. При этом уравнение (11) остается неизменным, а (9) и (12) имеют вид:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + 2i\xi_0 \frac{\partial E}{\partial z} = 0; \quad \xi_0^2 = \frac{16(2\pi^3 m)^{1/2} h^3 \omega_p^2 \omega_n s^5}{c^2 W_0 \theta^{7/2}}. \quad (22)$$

Определяя θ_f из (21), получим:

$$\theta_f = \frac{1}{\theta^*} \left(\frac{2V2(\pi s)^4 e^2 u^2(z) h^6}{3m^2 W_0^2} \right)^{1/2} = \theta_{of} \left(\frac{u(z)}{u_0} \right)^{1/2}, \quad (23)$$

где

$$\theta_{of} = \frac{1}{\theta^*} \left(\frac{2V2(\pi s)^4 e^2 u^2(+0) h^6}{3m^2 W_0^2} \right)^{1/2}. \quad (23')$$

Подставляя (23) и θ_e из (11) в (22), получаем уравнение

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + 2i\xi_0^2 \theta_{of}^{-1} \left(\frac{u}{u_0} \right)^{1/2} E = 0. \quad \xi_0^2 = \frac{64\pi^3 \theta^* h^3 \omega_p^2 \omega_n s}{mc^2 W_0^2 N_0 \tau_{fb}^{(e)}}. \quad (24)$$

Следуя [3], будем искать решение этого уравнения в виде

$$E(z) = E(+0) (1 + \kappa z)^{-(\alpha + i\beta)} \quad (25)$$

Подставляя (25) в (24) и учитывая, что $u(z) = |E(z)|$, будем иметь:

$$\alpha = -5, \quad \beta = 2\sqrt{5}; \quad \kappa = -\frac{\xi_0 \theta_{of}^{-1/2}}{3\sqrt{5}}. \quad (26)$$

Прежде чем подставить эти значения в (25), мы должны выразить $u_0(+0) = u_0$ через амплитуды падающей волны E_0 . Из обычных граничных условий электродинамики [4] для электрического поля находим, что

$$u_0 = 3^{1/2} \cdot 2^{1/2} \cdot \pi^{1/2} \left(\frac{E_0 \omega}{c \xi_0} \right)^{1/2} \left(\frac{h^6 s^2 e^2}{\theta^{*5} m^3 W_0^2} \right)^{1/2}. \quad (27)$$

С учетом последнего (23') имеет вид

$$\theta_{of} = \frac{3(2\pi)^{1/2}}{(24m^3 \theta^{*5})^{1/2}} \left(\frac{h^3 s^2 e E_0 \omega}{W_0 c \xi_0} \right)^{1/2}. \quad (28)$$

Согласно уравнению (11)

$$\theta_{oe} \approx \frac{9(2^{11} \pi^{14})^{1/2}}{m^3 \theta^{*5/2}} \cdot h^4 \left(\frac{e E_0 \omega}{W_0 c \xi_0} \right)^{1/2} \frac{1}{(W_0 m N_0 \tau_{fb}^{(e)})^{1/2}}. \quad (29)$$

Импеданс полупроводника ξ :

$$\xi^{-1} = \frac{1-R}{1+R} = -i \frac{c}{\omega} \cdot \frac{1}{E(+0)} \cdot \frac{\partial E(z)}{\partial z} \Big|_{z=+0} = \frac{1}{3} \left(\frac{c \xi_0}{\omega} \right)^{1/2} \left(\frac{\theta^{*5} W_0^2 m^3}{8\pi^6 h^6 s^4 e^2 E_0^2} \right)^{1/2} \cdot \exp\left(i \arctg \frac{\sqrt{5}}{2}\right). \quad (30)$$

Из (30) видно, что импеданс $\xi \sim E_0^{1/2}$, а при наличии только разогрева электронов $\sim E_0^{1/2}$. С помощью (28) и (30) зависимости для $E(z)$ и $\theta_f(z)$ получаются следующим образом:

$$E(z) = 2\xi E_0 \left(1 - \frac{\omega z}{3\sqrt{5} c |\xi|} \right)^{5-2i\sqrt{5}}, \quad \theta_f(z) = \theta_{of} \left(1 - \frac{\omega z}{3\sqrt{5} c |\xi|} \right)^2. \quad (31)$$

Учитывая (11) и (28), находим, что глубина проникновения волны в случае сильной нелинейности

$$L_E \approx L_0 \theta_{of}^{1/2} \sim \theta_{of}^{1/2} \sim E_0^{1/4} \quad (32)$$

В заключение приведем оценки величин T_{oe} , u_0 , j_0 для Ge с вышеуказанными параметрами и при $\rho = 5,5 \text{ г/см}^3$, $\omega = 10^{13} \text{ сек}^{-1}$. $T = 6 \cdot 10^{-16} \text{ эрг}$. Поскольку разогрев считается сильным, т. е. $\theta_{oe} =$

$= \frac{T_{oe}}{T} \gg 1$, из (9) и (11) получаем, что

$$\bar{\vartheta}_{oe} = \frac{1}{T} \left[\frac{e^2 u_0^2 (W_0 N_0 \tau_{fb}^{(s)})^{5/4}}{3 (2\pi)^{15/8} m^{7/8} \omega^2 s} \right]^{8/5} \gg 1. \quad (33)$$

Отсюда находим условие для u_0 :

$$u_0 \gg u_{cr} = \frac{3}{e} \left(\frac{s^9}{c^{10}} \right)^{1/8} \left(\frac{\rho h}{N_0 \tau_{fb}^{(s)}} \right)^{1/8} (T^9 m^7)^{1/10} \cdot \omega \approx 10^{-2} \text{ CGSE} = 3 \frac{e}{\text{cm}}.$$

Соответствующая плотность тока согласно (5), (9) и (11)

$$j_0 = \sigma u_0 \gg j_{cr} = \frac{\sqrt{6\pi} N_0 e W_0}{\pi^4 m \omega h^3 s^5} \frac{T^{15/10}}{(ms^2)^{-39/10}} (W_0 m N_0 s \tau_{fb}^{(s)})^{5/8} \approx 15 \frac{a}{\text{cm}^2}.$$

При этих условиях температура электронного газа по (33)

$$T_{oe} \gg T_{cr} = \left[\frac{e^2 u_{cr}^2 (W_0 N_0 \tau_{fb}^{(s)})^{5/4}}{3 (2\pi)^{15/8} m^{7/8} \omega^2 s} \right]^{8/5} \approx 10^\circ \text{K}.$$

Наконец, глубина проникновения поля и температуры согласно (16) и (15)

$$L_{\vartheta e} \approx L_E = \xi^{-1} \bar{\vartheta}_{oe}^{-3/8} \approx 10^{-2} \text{ см},$$

т. е. условия нормального скин-эффекта выполняются. Эти сценки показывают, что вышеописанная теория легко может быть реализована экспериментально.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуревич Л. Э. и Гасымов Т. М. ФТП. 1, 774, 1967.
2. Басс Ф. Г. и Грановский М. Я. ФТТ, 12, 2437, 1970.
3. Басс Ф. Г. и Гуревич Ю. Г. УФН, 103, 447, 1971.
4. Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М. 1957.

Институт физики
АН Азерб. ССР

Поступило 20. XII 1972

Т. М. Гасымов, А. А. Кетанов

Электромагнит далгаларынын жарымкечиричилерде
жаылмасынын гејри-хетти незэријјесине даир

ХҮЛАСӘ

Чырлашмамыш жарымкечиричилерде электронларын вә онларла гаршылыглы тәсирде олан узундалгалы (УД) фононларын гызмасы шәраитинде јүксәк тезликли күчлү электромагнит далгаларынын ја-јылмасы мәсәләсинә бахылмышдыр. Бунун үчүн гәфәсдә гыса далга-лы фононларын „истилик резервуары“ олмадығы һала бахылмышдыр. УД фононлар электронлардан алдығы енержини кристалын сәрһәдди вәситәсилә ону әһатә едән мүһитә верир. Мүәјјәнләшдирилмишди-ки, фононларын гызмасы гејри-хетти мәсәләјә кәтирир. Зәиф сөнмә областында сәһәнин, электронларын (T_e) вә фононларын (T_f) темпе-ратурларынын сөнмә ганунлары тапылмышдыр. Далганын жарымкечи-ричијә дахилолма дәринлији дүшән электромагнит далғасынын ампли-тудундан (E_0) асылдыр. Күчлү сөнмә областында (тсиклотрон. резо-нансы јахынлығында) дүшән электромагнит далғасынын амплитудунун јүксәлмәси илә артан жарымкечиричинин импедансы һесабыланмышдыр.

T. M. Gasymov and A. A. Katanov

To the non-linear theory of electromagnetic waves propagation in semiconductors

SUMMARY

This paper deals with the propagation of the strong highfrequency electromagnetic wave in the nondegenerate semiconductors under the conditions of heating of the electrons and longwave phonons interacting with them. In this respect the case is considered where the lattice lacks the „thermal reservoir“ (bath) of the short-wave phonons. The phonon heating was shown to be responsible for essentially nonlinear problem. The laws of field damping and temperature damping of T_e electrons and T_f phonons have been established. In the region of the intense damping (near a cyclotron resonance) the impedance of semiconductor has calculated, the latter growing with the increasing amplitude of the incident electromagnetic wave.

Ф. Г. АЛИЕВ

РЕКОМБИНАЦИОННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ NaCl—Ag ФОСФОРОВ

Рекомбинационная люминесценция NaCl—Ag фосфоров, рентгенизованных как при комнатных, так и при низких температурах, изучалась многими авторами [1—16]. Однако из-за различия содержания активатора, скорости нагрева и техники эксперимента результаты этих работ не всегда совпадают. Так, например, на кривой термостимулированной люминесценции (ТСЛ) NaCl—Ag фосфоров, рентгенизованных при 300°K, в работах [1, 2] обнаружено три пика ($T_m = 305, 341, 433^\circ K$ и скорость нагрева $\beta = 0,7$ град/сек), в [3, 4] также обнаружено три пика (но с $T_m = 315, 345$ и $380^\circ K$ и $\beta = 0,15$ град/сек), а в [5]—один ($T_m = 348^\circ K, \beta = 1,7$ град/сек).

Целью настоящей работы являлось изучение термостимулированной люминесценции NaCl—Ag фосфоров в широком интервале концентрации активатора и при возбуждении их различными видами ионизирующего излучения. При исследовании ТСЛ скорость нагрева взятых нами кристаллов, возбужденных при 100 и 300°K, была 0,3 град/сек. Исследования показали, что число пиков, обнаруженных на кривых ТСЛ NaCl—Ag фосфоров, возбужденных при комнатных температурах, больше, чем в вышеперечисленных работах. Появление их сильно зависит от содержания активатора в фосфоре, от вида и энергии ионизирующих излучений (рис. 1).

При фотовозбуждении (Al-искра) NaCl—Ag фосфоров в различных концентрациях AgCl на кривых ТСЛ обнаруживаются шесть пиков с максимумами при 315, 340, 360, 405, 440 и 475°K. Первый пик ($T_m = 315^\circ K$) хорошо разрешается и образуется достаточно интенсивно при средних концентрациях (0,1—0,5 мол. %) серебра. Второй пик ($T_m = 340^\circ K$) на кривых ТСЛ наблюдается во всех исследованных нами концентрациях активатора и медленно ослабляется с ростом концентрации Ag^+ в фосфоре. Третий пик ($T_m = 360^\circ K$) наблюдается при малых значениях активатора, сильно ослабляется с ростом концентрации последнего и исчезает полностью при 1,0 мол. % AgCl. Четвертый пик ($T_m = 405^\circ K$) слабо образуется при малых содержаниях активатора, интенсивность его увеличивается с ростом концентрации AgCl в NaCl до 0,25 мол.%, где он является доминирующим пиком, и с ростом концентрации серебра в фосфоре сильно ослабляется. Пик при 440°K со слабой интенсивностью наблюдается при малых значениях активатора, растет с увеличением концентрации последнего и, достигая максимального значения при 0,1 мол. % AgCl, начинает ослабляться. Последний пик ($T_m = 475^\circ K$) оказывается достаточно ин-

тенсивным при содержаниях 0,01—0,1 мол. % AgCl в фосфорах. При малых и больших концентрациях AgCl интенсивность этого пика очень мала.

Кривые ТСЛ рентгенизованных при 300°K NaCl—Ag фосфоров несколько отличаются от фотовозбуждения. Во-первых, самые низкотемпературные пики ($T_m = 31$ и $340^\circ K$) обнаруживаются и хорошо разрешаются при малых, а не средних содержаниях активатора, как это имеет место при фотовозбуждении. Во-вторых, в отличие от фотовозбужденных

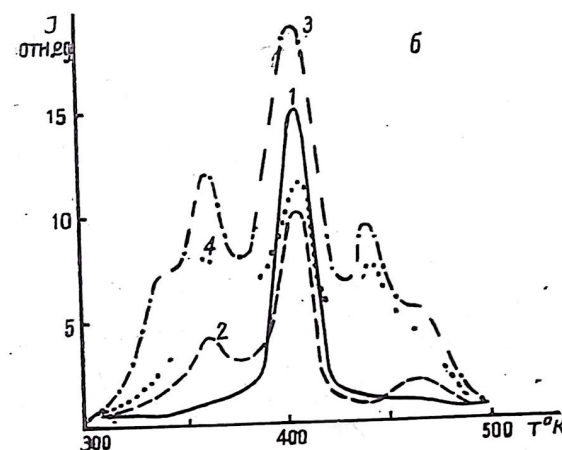
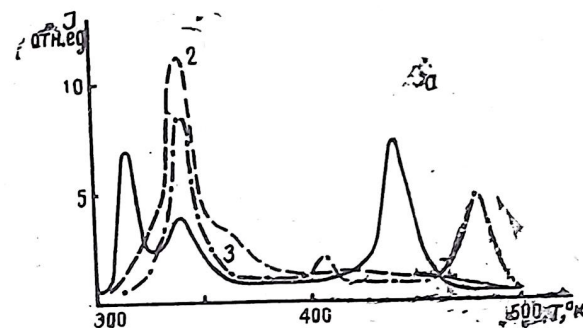


Рис. 1

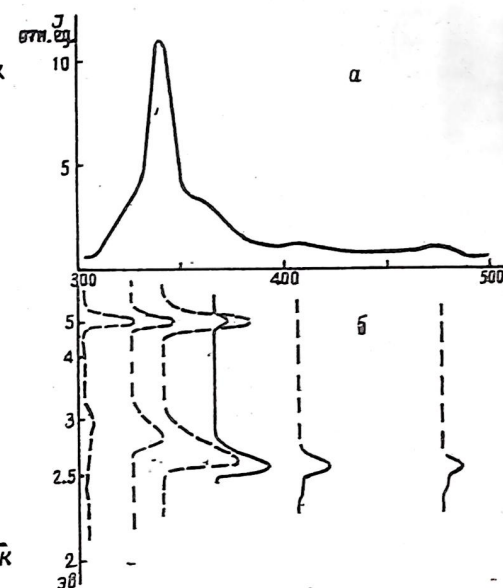


Рис. 2

фосфоров, пик при 360°K в рентгенизованных фосфорах образуется очень слабо только при 0,1 мол. % AgCl в NaCl, в остальных случаях он не обнаруживается (рис. 2).

Пик 405°K в рентгенизованных NaCl—Ag фосфорах обнаруживается достаточно интенсивно лишь при содержании 3,0 мол. % AgCl (при фотовозбуждении, как указано нами выше, до 0,25 мол. % AgCl в NaCl). В отличие от фотовозбужденных фосфоров в рентгенизованных образцах пик при 440°K получает свое наибольшее значение относительной интенсивности при малых концентрациях активатора, а пик при 475°K обнаруживается при больших концентрациях (1,3—3,0 мол. % AgCl) активатора.

На кривых ТСЛ NaCl—Ag фосфоров, возбужденных ускоренными электронами (рис. 1, б), при 300°K не обнаруживается самый низкотемпературный пик ($T_m = 315^\circ K$). Второй пик ($T_m = 340^\circ K$), в отличие от фотовозбужденных и рентгенизованных фосфоров, совсем не проявляется при малых содержаниях активатора. Однако при больших концентрациях серебра (1,0—3,0 мол. % AgCl) он образуется со слабой интенсивностью на низкотемпературном спаде третьего пика ($T_m = 360^\circ K$). Последний в отличие от рентгенизованных фосфоров, где он почти не образуется, проявляется достаточно интенсивно. Пик при 405°K в отличие от фотовозбужденных и рентгенизованных образцов является доминирующим при всех исследованных концентра-

циях активатора на кривой ТСЛ NaCl—Ag фосфоров, возбужденных ускоренными электронами. Он является преобладающим при малых значениях Ag^+ и несколько ослабляется с ростом концентрации последнего в NaCl. Пик при 440°K обнаруживается не при малых и средних значениях AgCl, как это было соответственно при фотовозбуждении и рентгенизации, а лишь при больших его количествах (1,3—3,0 мол. %). Пик при 475°K образуется со слабой интенсивностью, как и в случае рентгенизации при больших концентрациях активатора.

Спектры ТСЛ фотовозбужденных при 300°K NaCl—Ag фосфоров состоят из полос с $\lambda_m = 250, 440 \text{ нм}$. Полоса излучения при 250 нм проявляется в области первого и второго пиков (300—350°K), а в области следующих пиков исчезает полностью. Относительная интенсивность этой полосы излучения увеличивается с ростом концентрации AgCl в NaCl и, начиная от 0,25 мол. % AgCl, в указанной области температуры становится доминирующей. Синяя полоса излучения ($\lambda_m = 440 \text{ нм}$) обнаруживается в составе всех пиков, но свое максимальное значение получает в области пика с $T_m = 360^\circ\text{K}$. С повышением температуры нагрева максимум этой полосы излучения плавно смещается в сторону длинных волн и в самых высокотемпературных пиках находится при 480 нм.

В спектрах ТСЛ рентгенизованных при 300°K NaCl—Ag фосфоров, кроме полос излучений, наблюдаемых при фотовозбуждении ($\lambda_m = 440, 250 \text{ нм}$), обнаруживается еще зеленая полоса излучения с максимумом при 520 нм. Ультрафиолетовая полоса обнаруживается как и при фотовозбуждении в области низкотемпературных пиков (300—350°K). Синяя полоса излучения ($\lambda_m = 440 \text{ нм}$) в рентгенизованных фосфорах образуется слабо по сравнению с фотовозбужденными. Зеленая полоса излучения ($\lambda_m = 520 \text{ нм}$) обнаруживается при больших концентрациях серебра в области самых высокотемпературных пиков ($T_m = 440$ и 475°K). В области последнего пика она является единственной полосой излучения и с ростом концентрации активатора интенсивность ее увеличивается.

Спектры ТСЛ NaCl—Ag фосфоров, возбужденных при 300°K ускоренными электронами, очень сильно меняются в зависимости от содержания активатора в фосфоре. При малых концентрациях активатора спектр пиков состоит в основном из ультрафиолетовой и синей полосы излучения. Причем в отличие от фотовозбужденных и рентгенизованных фосфоров ультрафиолетовая полоса доминирует в области всех пиков, за исключением самого высокотемпературного, в области которого интенсивность синей полосы больше, чем ультрафиолетовой. С ростом концентрации активатора сильно ослабевают как ультрафиолетовая, так и синяя полосы излучения. При этом растет интенсивность зеленой полосы излучения с $\lambda_m = 520 \text{ нм}$ (рис. 2, б) и в фосфоре NaCl—Ag (3,0). Она является единственной в области пиков с $T_m = 360, 405, 440$ и 475°K , спектр которых при малых значениях серебра состоит из ультрафиолетовой и синей полос излучения.

На кривых ТСЛ фотовозбужденных при 100°K NaCl—Ag фосфоров, в зависимости от содержания серебра наблюдается несколько пиков. При различных концентрациях активатора обнаруживаются пики с максимумами при 115, 130, 140, 165, 250, 305, 385°K (рис. 3). Близлежащие низкотемпературные пики с максимумами при 115, 130, 140°K , которые не были обнаружены в рентгенизованных образцах [6, 7, 8], хорошо проявляются при значениях AgCl до 0,01 мол. %. С увеличением содержания AgCl эти пики сильно ослабевают и при 0,1 мол. % AgCl остается только последний пик ($T_m = 140^\circ\text{K}$) с малой интенсивностью. Пик при 165°K наблюдается на кривых ТСЛ NaCl—Ag фосфоров при всех исследованных концентрациях серебра.

С ростом концентрации активатора интенсивность этого пика сначала увеличивается, получает максимальное значение при 1,0 мол. % AgCl и с дальнейшим ростом последнего несколько ослабляется.

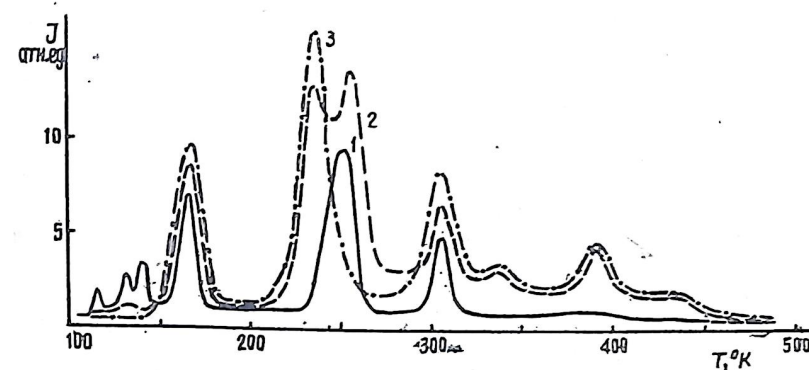


Рис. 3

Пик при 250°K , наблюдающийся при малых концентрациях серебра, с увеличением концентрации последнего растет и „удваивается“. В случае средних концентраций активатора (0,025—1,0 мол. % AgCl) вместо этого пика наблюдаются два: при 235 и 255°K . Дальнейшее увеличение AgCl приводит к уменьшению относительной интенсивности пика при 255°K и при больших концентрациях активатора этот пик со слабой интенсивностью наблюдается на высокотемпературном спаде достаточно интенсивного пика при 235°K . Пик при 305°K , слабо проявляющийся при малых значениях активатора, растет с увеличением его концентрации и на кривых ТСЛ NaCl—Ag (1,0) вместе с $T_m = 235^\circ\text{K}$ является доминирующим. Слабый пик при 385°K проявляется при средних концентрациях (0,025—0,25 мол. % AgCl) активатора).

На кривых ТСЛ рентгенизованных при 100°K NaCl—Ag фосфоров, в отличие от фотовозбужденных, не обнаруживаются низкотемпературные пики с максимумами при 115, 130 и 140°K . Пик при 165°K , проявляющийся на кривых ТСЛ NaCl—Ag (0,001), с ростом концентрации активатора вначале увеличивается, затем уменьшается, но максимального значения достигает не при 1,0 мол. % AgCl, как это было при фотовозбуждении, а при более низких концентрациях активатора. Второй пик при 205°K слабо обнаруживается при малых содержаниях активатора и сильно ослабляется с повышением содержания последнего. Третий пик ($T_m = 243^\circ\text{K}$) достаточно интенсивно образуется при всех исследованных концентрациях серебра. Вначале с увеличением содержания серебра он растет, а начиная с 0,1 мол. % AgCl несколько ослабляется. Четвертый пик при 305°K не обнаруживается вплоть до 0,01 мол. % AgCl, но с дальнейшим повышением концентрации серебра монотонно растет и, как при фотовозбуждении, при больших концентрациях (1,0—3,0 мол. % AgCl) является доминирующим на кривой ТСЛ. Еще один слабый пик с максимумом при 360°K на кривых ТСЛ рентгенизованных при 100°K NaCl—Ag фосфоров обнаруживается при малых концентрациях активатора.

С целью безошибочного определения природы низкотемпературных пиков ТСЛ нами сравнивались кривые ТСЛ, облученного при комнатной температуре фосфора с такой же кривой, полученной после охлаждения до 100°K и облучения F-светом. Эти измерения указывают на электронную природу пиков при 243 и 305°K и дырочную природу пика при 165°K на кривых ТСЛ NaCl—Ag фосфоров.

Спектральный состав самых низкотемпературных пиков ($T_m = 115, 130, 140^\circ\text{K}$) на кривых ТСЛ фотовозбужденных при 100°K NaCl—Ag фосфоров состоит из полосы излучения при 420 нм и слабой полосы при 360 нм . При относительно больших концентрациях серебра, где на кривых ТСЛ указанных фосфоров обнаруживается слабый пик при 140°K , полоса при 360 нм сильно ослабляется и наряду с синим свечением (420 нм) появляется зеленая полоса излучения с $\lambda_m = 520\text{ нм}$.

В области пика при 165°K в основном наблюдается полоса излучения с максимумом при 420 нм , но при больших концентрациях активатора (1,0—3,0 мол. % AgCl) на высокотемпературном спаде этого пика наблюдается сильное смещение максимума синей полосы в сторону длинных волн и в области $180\text{—}200^\circ\text{K}$ максимум этой полосы находится около 500 нм . Наши исследования показали, что смещение максимума синей полосы излучения в области $180\text{—}200^\circ\text{K}$ вызвано не температурным смещением максимума этой полосы излучения [9], а наличием в указанной области температур еще одной, зеленой полосы.

В области пиков с $T_m = 305^\circ\text{K}$ и 380°K наблюдаются полосы свечения при 250 и 440 нм . В области пика (с $T_m = 305^\circ\text{K}$) доминируют сначала ультрафиолетовая полоса, а затем ($T_m = 380^\circ\text{K}$)—синяя. При этом с повышением температуры кристалла наблюдается монотонное смещение максимума синей полосы излучения в сторону длинных волн (до 460 нм).

Следует отметить тот существенный факт, что положение синей полосы излучения на спектре ТСЛ фотовозбужденных при 100°K NaCl—Ag фосфоров очень нестабильно и оно меняется в области $400\text{—}440\text{ нм}$. Причем это изменение носит немонотонный характер. Кроме того, эта полоса излучения расширяется иногда с длинноволновой, а иногда с коротковолновой стороны, что говорит о ее неэлементарности.

Спектральный состав первого пика ($T_m = 165^\circ\text{K}$) на кривых ТСЛ, рентгенизованных при 100°K NaCl—Ag фосфоров, так же как спектр фосфоресценции, состоит из слабого ультрафиолетового свечения ионов Ag^+ ($\lambda_m = 250\text{ нм}$) и интенсивного свечения с $\lambda_m = 400\text{ нм}$, которое приписывается вторым центрам серебра [10]. С ростом концентрации активатора в фосфоре относительная интенсивность ультрафиолетовой полосы несколько растет.

В области второго пика ($T_m = 243^\circ\text{K}$) наряду с доминирующим ультрафиолетовым образуется синее свечение. Причем здесь обнаруживается наличие двух полос излучения; одна хорошо видна при 400 нм , а другая—относительно слабо при $440\text{—}460\text{ нм}$.

Следует отметить, что при малых значениях активатора рентгенизованных при 100°K NaCl—Ag фосфоров, как и при фотовозбуждении, разрешения синей полосы излучения не происходит, а максимум ее находится при $420\text{—}430\text{ нм}$. В области третьего пика ($T_m = 305^\circ\text{K}$) доминирует также ультрафиолетовая полоса излучения. Синяя полоса обнаруживается тоже достаточно интенсивно, но из-за появления обеих с одинаковой интенсивностью происходит значительное расширения ее полуширины. Спектральный состав самого высокого температурного пика ($T_m = 380^\circ\text{K}$) на кривых ТСЛ рентгенизованных при 100°K NaCl—Ag фосфоров состоит из ультрафиолетовой и синей полос с максимумом при 440 нм . Полоса с $\lambda_m = 400\text{ нм}$ здесь очень слаба.

В спектре ТСЛ рентгенизованных при 300°K NaCl—Ag фосфоров после охлаждения до 100°K и облучения F -светом при измерении до комнатной температуры наблюдаются те же самые полосы свечения, что и при их рентгенизации при 100°K , но в области пика с $T_m =$

$= 243^\circ\text{K}$ очень хорошо разрешаются полосы излучения при 400 и 440 нм . Спектры ТСЛ NaCl—Ag фосфоров в области $300\text{—}500^\circ\text{K}$ аналогичны спектрам ТСЛ этих фосфоров, рентгенизованных при комнатных температурах.

Таким образом, исследования кривых и спектров ТСЛ NaCl—Ag фосфоров в большом интервале концентраций активатора показывают, что протекание неизотермических процессов носит сложный характер, чего нельзя интерпретировать без учета концентрационной зависимости активатора в указанных фосфорах. Наши исследования показали, что в области самого низкотемпературного пика ($T_m = 165^\circ\text{K}$) на кривых ТСЛ рентгенизованных при 100°K NaCl—Ag фосфоров в зависимости от содержания активатора наблюдается свечение не только II центров [8], но также I центров серебра (см. [11]) и B -центров. Это можно объяснить, по-видимому, тем, что в зависимости от условий возбуждения и от ионного окружения одни и те же центры окраски, как указал Ф. Н. Зайтов с сотрудниками [12], могут участвовать в релаксационных процессах при различных температурах. При больших концентрациях серебра у фотовозбужденных при 100°K NaCl—Ag фосфоров была обнаружена зеленая полоса излучения ($\lambda_m = 520\text{ нм}$). Последняя доминирует также и в составе всех пиков на кривых ТСЛ возбужденных при 300°K NaCl—Ag фосфоров при больших концентрациях серебра.

Так как зеленая полоса излучения в NaCl—Ag фосфорах принадлежит C -центрам окраски, то появление ее при больших концентрациях серебра в области температур, в которой при малых содержаниях AgCl наблюдается свечение B -центров, говорит о справедливости модели C -центров, предложенной в [13]. Следует отметить, что наличие синей полосы излучения с максимумом при 400 нм в спектре ТСЛ NaCl—Ag фосфоров в литературе объясняется, по-разному. В [14], например, это свечение связывается с рекомбинацией автоионизированных дырок с Ag^0 -центрами, а в [9, 15] приписывается излучению вторых центров серебра.

В работе [11] возникновение этого свечения представляется как туннельный захват электронов с Ag^0 -центром χ_k -центрами. Наши исследования показали, что полоса излучения с максимумом при 400 нм хорошо обнаруживается в спектре ТСЛ возбужденных при 300°K и затем облученных F -светом при 100°K NaCl—Ag фосфоров (в составе пика с $T_m = 243^\circ\text{K}$). Так как после указанных воздействий в NaCl—Ag фосфорах отсутствуют χ_k -центры или сильно уменьшается их концентрация, можно полагать, что свечение с максимумом при 400 нм принадлежит вторым центрам серебра и возникает в результате передачи энергии рекомбинации этим центрам вследствие их пространственной близости с центрами рекомбинации [9, 15].

ЛИТЕРАТУРА

1. Кац М. Л. ЖЭТФ, 23, 710, 1952.
2. Кац М. Л. "ДАН СССР", 85, 539, 1952.
3. Луцки Ч. Б. Тр. ИФАН АН ЭССР, № 3, 3, 1955.
4. Луцки Ч. Б., Зайтов Ф. Н., Мяги Х. А., Элькен К. Ю. ЖЭТФ, 30, 403, 1956.
5. Парфианович И. А. ЖЭТФ, 19, 605, 1949.
6. Парфианович И. А. "Оптика и спектроскопия", 6, 189, 1959.
7. Mador I., Wallis R., Williams M., Herman R. Phys. rev., 93, 617, 1954.
8. Парфианович И. А., Пензина Э. Э. ЖПС, 5, 335, 1966.
9. Парфианович И. А., Шуралева Е. И., Пензина Э. Э., Кронгауз В. Г. Изв. АН СССР, серия физич., 30, 581, 1966.
10. Eitel H. W., Schulman I. H., Ceinther R. J., Claffy E. W. Phys. rev., 85, 1063, 1952.
11. Пунг Л. Н., Халдре Ю. Н., Тр. ИФАН АН АССР, № 38, 50, 1970.

12. Сидляренко В. И., Луканцев Ю. Л., Заитов Ф. Н. „Изв. вузов. СССР, физика“, № 2, 109, 1963.
13. Erpfer R., Driscoll H., J. Chem. Phys., 32, 1734, 1960.
14. Золотарев Г. К. Тр. ИФАН АН ЭССР, № 26, 121, 1964.
15. Парфианович И. А., Шуралева Е. И., Пензина Э. Э., Кронгауз В. Г., Пологрудов В. В. International Conference on Luminescence, Budapest, 1964, с 11, р. 109.
16. Халилов А. Х. „Изв. АН Азерб. ССР, серия [физ.-техн. и матем. наук“, 1964, № 1.

Институт физики АН Азерб. ССР

Поступило 2. I 1973

Ф. Г. Әлиев

NaCl—Ag фосфорларынын рекомбинасион лүмүнесенсијасы

ХҮЛАСӘ

Мәгаләдә NaCl—Ag фосфорларында мүхтәлиф нөв ионлашдырычы шүаларын тәсири нәтижәсиндә әмәл кәлән шүаланма мәркәзләринин тәдгиги шәрһ олунмушдур. NaCl гәфәсинә дахил едилән ашгар ионларын мигдарындан вә ионлашдырычы шүаларын нөвүндән асылы олараг мүхтәлиф ишыгвермә мәркәзләринин әмәл кәлмәси вә гаршылыгы чеврилмәләри мушәһидә едилмишдир.

F. G. Aliiev

Recombining luminescence in NaCl—Ag phosphorus

SUMMARY

This article deals with the results of experiments on the influence of different ionizing rays on the formation of centres of lighting in NaCl—Ag phosphorus.

The mutual turning of these centres was received depending on the contain of activator and the kind of ionizing rays.

АЗӘРБАЈҶАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН ХӘБӘРЛӘРИ
Физика-техника вә ријазийәт елмләри серијасы, 1973, № 3

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР
Серия физико-технических и математических наук, 1973, № 3

М. И. АЛИЕВ, Р. Э. ГУСЕЙНОВ, Д. Г. АРАСЛЫ

ПРИБОР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ МЕТОДОМ СВЕТОВОГО ИМПУЛЬСА

В настоящее время для измерений тепловых свойств твердых тел при высоких температурах широко используется предложенный Паркером метод светового импульса [1]. При этом передняя поверхность теплоизолированного образца мгновенно и равномерно освещается кратковременным световым импульсом. Последующее изменение температуры задней поверхности во времени прослеживается с помощью термодатчика, сигнал которого после усиления регистрируется осциллографом. Кратковременность измерений и малая толщина образца значительно уменьшают тепловые потери даже при высоких температурах, а световой нагрев исключает тепловой контакт между образцом и нагревателем. Температуропроводность тела (α) вычисляется [1] из формулы, в которой время $t_{1/2}$ определяется осциллографически из кривой нарастания температуры задней поверхности:

$$\alpha = 1,37 \frac{d^2}{\pi^2 t_{1/2}},$$

где d —толщина образца в сантиметрах, $t_{1/2}$ —время, в течение которого температура задней поверхности достигает половины максимального значения.

Успех метода зависит от выполнения в эксперименте методологических предпосылок, при которых справедлива данная формула. Образец должен быть теплоизолирован; длительность светового импульса не должна превышать $t_{1/2}$. Держатель образца должен быть непрозрачным, из плохотеплопроводящего материала. Термодатчик, регистрирующий сигнал, должен быть малоинерционным, чтобы не вносить погрешности в измерение времени $t_{1/2}$.

Экспериментальная установка и методика измерения температуропроводности полупроводников описана нами в [2]. В данной статье описывается конструкция прибора, позволяющего проводить корректные измерения α на образцах с любой температуропроводностью в интервале от 300 до 1000°K. На рис. 1 представлен прибор, состоящий из металлического держателя, помещенного в кварцевую камеру, откачиваемую до 10^{-4} мм рт. ст., с прозрачным плоским кварцевым окошком 1.

Образец 2 прямоугольной формы размером $0,5 \times 0,5 \times 0,2$ см³ располагается в головке держателя из нержавеющей стали 3, на которую двумя винтами крепится полированная стальная крышка 4 с отверсти-

ем для света. Передняя поверхность образцов зачернялась тонким слоем сажи с целью достижения равномерности поглощения и предотвращения, в случае полупроводников, возникновения фототермического эффекта.

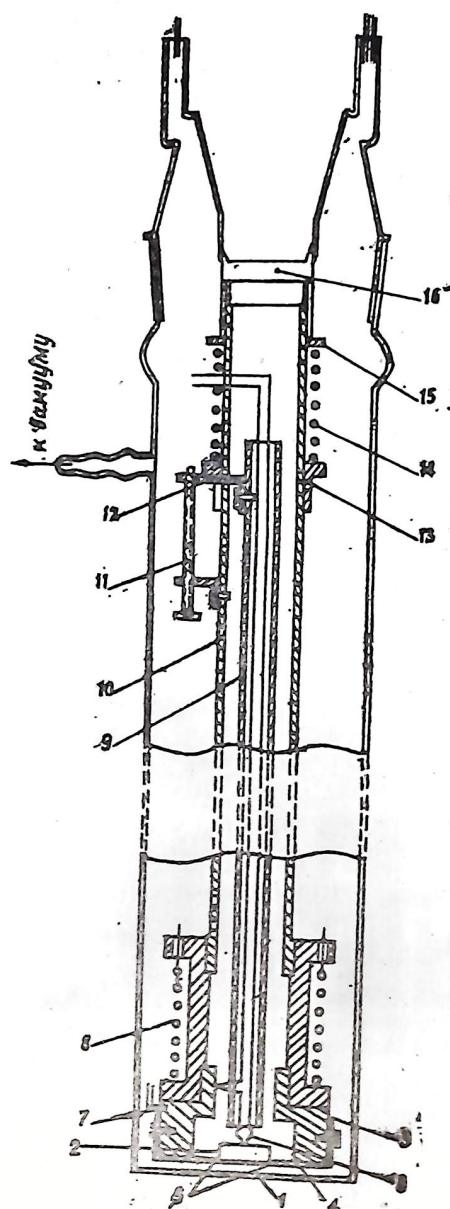


Рис. 1. Конструкция прибора для измерения температуропроводности твердых тел.

Две тонкие, остро заточенные, изолированные слюдой вольфрамовые иглы 5 длиной 1 мм и диаметром 0,1 мм, впрессованные в крышку, упираются в образец, незначительно затемняя его переднюю поверхность. Контактная беспаяная хромель-копелевая термопара 6, служащая для регистрации изменения температуры задней поверхности, вызванного облучением, прижимает образец к этим иглам. Проволоки термопары диаметром 0,2 мм, заключенные в керамическую обшивку, помещались в трубку из нержавеющей стали 9. Концы проволоки остро затачивали для уменьшения утечки тепла по электродам и прижимали в центре задней поверхности образца на расстоянии 1—1,5 мм друг от друга. „Спаем“ такой термопары служит сама задняя поверхность образца, которую в случае полупроводников и диэлектриков необходимо

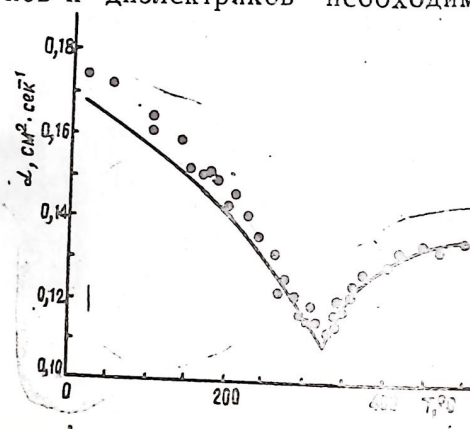


Рис. 2. Температурная зависимость α Ni с чистотой 99,5%. Точки — экспериментальные данные; сплошная кривая — результаты работы (3).

серебрить. Чтобы не компенсировать э.д.с., возникающую за счет температуры образца, контактная термопара была включена дифференциально, так, что ее другой спай находился в тепловом контакте с головкой держателя, не подвергаясь действию света.

Прижим контактной термопары к задней поверхности образца осуществляется перемещением ее внутри мельхиоровой трубки 10 при помощи винта 11, упирающегося в стойку 12, которая давит на втулку 13 и сжимает стальную пружину 14, ограниченную контргайкой 15. Мельхиоровая трубка 10 ввинчивается во втулку из кобальта 16, запаянную со стекляннным шлифом. Головка держателя с образцом ввинчивается в цилиндрический медный блок с намотанной на нем бифилярно молибденовой печью 8, что облегчает смену образцов. Температура, при которой производится опыт, измеряется хромель-копелевой термопарой 7 (диаметр проволоки 0,1 мм).

Для проверки прибора нами была измерена температурная зависимость температуропроводности α Ni 99,5% чистоты. Как видно из рис. 2, наблюдается хорошее согласие с литературными данными [3] (сплошная кривая). Минимум температуропроводности при 320°C соответствует точке Кюри для Ni.

ЛИТЕРАТУРА

1. Parker W. I., Jenkins R. I., Butler C. B. and Abbott G. L. J. Appl. Phys., 1961, 32, 2, 1679.
2. Алиев М. И., Гусейнов Р. Э., Араслы Д. Г. ИФЖ, XXII, 1972, № 6, 1055.
3. Susumi Namba, Pil, Hyun Kim, Tsutomu Arai. Jap. I. Appl. Phys. 1967, 6, 1019.

Институт физики АН Азерб. ССР

Поступило 8. I 1973

М. И. Алиев, Р. Э. Гусейнов, Д. Г. Араслы

Ишыг импульсу методу илэ бэрк чисимлэрин температуркечиричилијини өлчмэк үчүн чиһаз

ХҮЛАСЭ

Отаг температурда јухары ишыг импульсу методу илэ бэрк чисимлэрин температуркечиричилијини өлчмэк үчүн чиһазын конструкциясы тәсвир олунашдур. Чиһазын әсас үстүлүкләриндән бири, термокечиричи кими, өлчү системинин әталәтчилијини азалтмаға имкан верән ләһимсиз термочүтдән истифадә едилмәсиндән ибарәтдир. Ишдә 99,5% тәмизлијә малик олан Ni температуркечиричилијинин температур асылылығы өлчүлмүш вә әдәбијјатдакы мәлумларла јахшы улашдығы кәстәрилмишдир.

M. I. Aliev, R. E. Guseinov and D. G. Arasly

Device for the measurements of the thermal diffusivity in solids by the flash method

SUMMARY

The paper describes construction of the device for the measurements of thermal diffusivity in solids by the flash method. The peculiarity of the device is the application of the jointless contact thermocouple as the thermoregistrator what has allowed to reduce the inertia of the measuring system. Temperature dependence of the thermal diffusivity in Ni of 99,5% purity well agreed with the published data is presented.

Ч. О. КАДЖАР, А. А. АББАСОВ, А. Б. АСКЕРОВ, Л. М. ИМАНОВ

МИКРОВОЛНОВЫЕ СПЕКТРЫ, ДИПОЛЬНЫЕ МОМЕНТЫ И СТРУКТУРА МОЛЕКУЛ $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$, $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{SH}$ В ГОШ-КОНФОРМАЦИИ

Микроволновые вращательные спектры молекул $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$, $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{SH}$ и $\text{HC}\equiv\text{C}-\text{CH}_2\text{OH}$ в гош-конформациях обладают рядом общих особенностей, затрудняющих их идентификацию. В спектрах всех молекул не удается обнаружить рассчитанные в приближении жесткого волчка переходы, связанные с составляющими дипольного момента μ_c перпендикулярными плоскостями симметрии молекул. Переходы, связанные с плоскостными составляющими дипольных моментов μ_a и μ_b , наблюдаются в виде дублетов почти одинаковой интенсивности. Отклонения от спектров жестких волчков можно объяснить воздействием туннелирования водорода гидросульфидной или гидросульфидной группы через дис-барьер.

Туннелирование атома водорода гидросульфидной (гидросульфидной) группы впервые было рассмотрено в работе С. Хирота [1, 2] на примере молекул $\text{HC}\equiv\text{C}-\text{CH}_2\text{OH}$ и нами на примере молекул $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$, $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{SH}$ и $\text{HC}\equiv\text{C}-\text{CH}_2\text{OH}$ [3-5].

В молекуле изопропилового спирта это явление исследовалось в [6].

В каждой из молекул $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$, $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{SH}$ и $\text{HC}\equiv\text{C}-\text{CH}_2\text{OH}$ возможно существование двух гош-конформаций, разделенных барьером конечной величины. Энергетическая эквивалентность этих двух конформаций приводит к двукратному вырождению колебательно-вращательных уровней. Туннелирование атома водорода через дис-барьер снимает вырождение уровней, расщепляя их на симметричные (+) и антисимметричные (-) подуровни (рис. 1).

Составляющие дипольного момента μ_a и μ_b симметричны по отношению к „инверсии“ атома водорода, поэтому правила отбора для переходов *a* и *b*-типа остаются неизменными. Составляющая дипольного момента μ_c антисимметрична по отношению к „инверсии“ и переходы *c*-типа будут разрешены только между подуровнями (+) и (-).

Следовательно, переходы *a*-и *b*-типов должны относиться к чисто вращательному спектру в определенном „инверсионном“ состоянии. Переходы же типа *c* являются инверсионно-вращательными. Линии будут расщеплены на дублеты: с частотой $\nu_{\text{вр}} \pm \frac{\Delta_1 + \Delta_2}{2}$ для переходов *c*-типа, где $\nu_{\text{вр}}$ — частота линии рассматриваемого перехода без

учета инверсии, и с частотой $\nu_{\text{вр}} \pm \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{2}$ для каждого перехода *a*-и *b*-типов. В отсутствие существенного возмущения в основном крутильном состоянии $\Delta_1 = \Delta_2$ и расщепление переходов *a*-и *b*-типа будет отсутствовать, в то время как расстояние между дублетами линий переходов *c*-типа может оказаться настолько большим, что частоты их выйдут за пределы изучаемого диапазона.

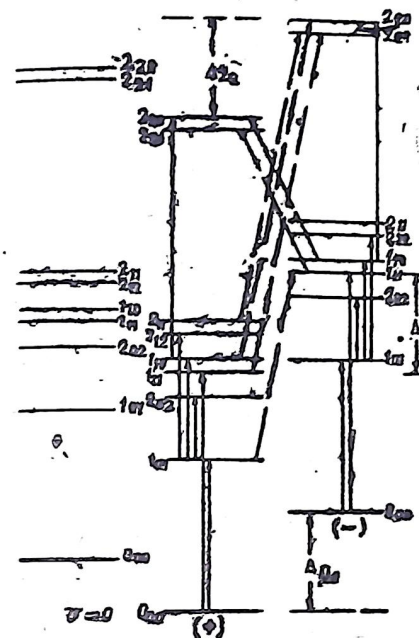


Рис. 1. Расщепление вращательно-колебательных уровней молекул $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$, $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{SH}$ и $\text{HC}\equiv\text{C}-\text{CH}_2\text{OH}$ за счет туннелирования атома водорода через дисбарьер

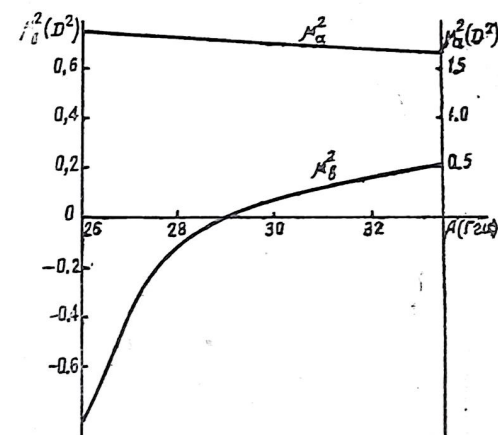


Рис. 2. Зависимость $\mu_a^2 = f(A)$, определенная из анализа эффекта штарка переходов $1_{01}-2_{02}$, $2_{12}-3_{13}$ и $2_{11}-3_{12}$ молекулы этилмеркаптана

Составляющие дипольного момента μ_a и μ_b могут быть определены из переходов крутильно-колебательного состояния ($< \pm | \mu_{ab} | \pm >$), а составляющая μ_c — из переходов ($< \pm | \mu_c | \mp >$).

Расчеты показали, что из плоскостных составляющих дипольного момента у молекулы этилового спирта $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$ только μ_a будет отлична от нуля. Однако в исследуемый нами диапазон попадает только несколько переходов с низкими *J*, что сильно затрудняло изучение гош-конформации молекулы. При таком же приблизительно изучении проекций дипольного момента на главные оси молекула $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{SH}$ оказалась значительно удобней для исследований. Замещение атома О на S приводит к уменьшению вращательных постоянных и в исследуемый диапазон уже попадает достаточное количество переходов.

Большая интенсивность линий, относящихся к сериям переходов $J_{1,J} \rightarrow (J_{1,J+1} + 1)$, $J_{1,J-1} \rightarrow (J_{1,J} + 1)$, и хорошее разрешение штарковых компонент позволило уверенно идентифицировать спектр молекулы этилмеркаптана в гош-конформации.

Все наблюдаемые линии этих серий оказались расщепленными в дублеты (табл. 1), соответствующие (+) и (-) „инверсионным“ подуровням. Рассчитанные по найденным вращательным постоянным $B_- = 5294,6 \text{ Мгц}$, $C_- = 4847,4 \text{ Мгц}$, $B_+ = 5293,6 \text{ Мгц}$ и $C_+ = 4847,2 \text{ Мгц}$ частоты переходов близки к экспериментально опре-

Таблица 1

Частоты (Мгц) измеренных и рассчитанных линий переходов гош-формы молекулы этилмеркаптана

Переходы	- μ_a -		+ μ_a +		$\Delta\nu = \nu_- - \nu_+$
	расчетн.	измерен.	расчетн.	измерен.	
$1_{01}-2_{02}$	20277,6	20277,4	20275,5	20275,2	2,2
$1_{11}-2_{12}$	19836,8	19837,5	19835,2	19834,7	2,8
$1_{10}-2_{11}$	20731,2	20731,1	20728,0	20727,9	3,2
$2_{02}-3_{03}$	30400,2	30400,1	30397,0	30397,2	2,9
$2_{12}-3_{13}$	29751,2	29750,4	29749,3	29747,1	3,3
$2_{11}-3_{13}$	31092,8	31092,6	31088,5	31091,0	1,6
$2_{21}-3_{22}$	30426,0	30425,9	30422,4	30422,1	3,8
$2_{20}-3_{21}$	30451,8	30451,3	30448,3	30448,1	3,2

деленным. Приведенные недавно в работе Хайаши и др. [7] вращательные постоянные молекулы $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{SH}$ $B = 5294,25$ Мгц и $C = 4846,99$ Мгц получаются в результате усреднения указанных выше постоянных.

Отсутствие переходов, связанных с составляющими дипольного момента μ_b и μ_c , и малая асимметрия молекулы затрудняли определение вращательной постоянной A . Для нахождения точного значения составляющей дипольного момента μ_a и оценки вращательной постоянной A изучалось смещение штарковских компонент линий переходов $1_{01}-2_{02}$, $2_{12}-3_{13}$ и $2_{11}-3_{12}$.

Зависимость μ_a^2 и μ_b^2 от A при найденных значениях постоянных B и C показана на рис. 2. В точке $\mu_b = \mu_c = 0$ составляющая дипольного момента μ_a получается равной $1,36D$ при $A = 28900 \pm 120$ Мгц. Гош-конформация молекулы этилового спирта $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$ исследовалась в работах Микельсен—Еффинджер [8].

Таблица 2

Частоты (Мгц) измеренных и рассчитанных линий переходов гош-формы молекулы этилового спирта $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$

Переходы	- μ_a -		+ μ_a +		$\Delta\nu = \nu_- - \nu_+$
	расчетн.	измерен.	расчетн.	измерен.	
$0_{00}-1_{01}$	17295,8	17295,8	17288,5	17288,5	7,3
$1_{11}-2_{12}$	33508,5	33508,5	33487,5	33487,5	21
$1_{01}-2_{02}$	34557,5	34555,5	34543,6	34541,5	14
$1_{10}-2_{11}$	35695,9	35694,6	35645,3	35663,0	31,6

Анализ эффекта Штарка, аналогичный проведенному выше, показал, что из идентифицированного автором спектра только переходы R -ветви можно отнести к гош-конформации (табл. 2), переходы же Q -ветви, как это было показано нами ранее [9], относятся к возбужденному колебательному состоянию. Значения вращательных постоянных определены из (+) и (-) переходов и получаются равными [10]: $B_- = 9199,56$; $C_+ = 8095,98$; $B_+ = 9185,14$; $C_- = 8107,44$; $A_+ = 34160 \pm 150$, а среднее $B = 9192,35$, $C = 8101,71$.

Составляющая дипольного момента $\mu_a = 1,29D$ оказалась близкой к определенной для гош-конформации молекулы $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$ ($\mu_{a1} = 1,267$, $\mu_{a2} = 1,285$). Структура молекул этилового спирта и этилмеркаптана в гош-конформации (табл. 3, 4) определялась заданием всех параметров такими, как в транс-конформации и с изменением угла $\text{CCO}(S)$ и угла вращения вокруг связи $\text{C}-\text{O}$ и $\text{C}-\text{S}(\varphi)$, минимизируя разности между найденными экспериментально и рассчитанными по этим структурным параметрам вращательными постоянными.

Таблица 3

Структурные параметры молекулы этилового спирта $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$ в гош-конформации

Межатомные расстояния (Å)		Валентные углы	
$r(\text{C}-\text{H})$	1,09	$\angle \text{CCH}$	$110^\circ 18'$
$r(\text{C}-\text{C})$	1,52	$\angle \text{COH}$	$107^\circ 56'$
$r(\text{C}-\text{O})$	1,43	$\angle \text{CCO}$	$112^\circ 50'$
$r(\text{O}-\text{H})$	0,96	φ	126°

Как видно из табл. 3, 4, угол $\text{CCO}(S)$ в гош-конформациях изученных молекул превышает тетраэдрический. Разница между значениями углов $\text{CCO}(S)$ относительно тетраэдрического составляет для молекул этилового спирта и этилмеркаптана 3° и 4° , соответственно. Приблизительно настолько же отличаются углы $\text{CCO}(S)$ относительно тетраэдрических в транс-формах этилового спирта и этилмеркаптана, но в сторону уменьшения угла [11].

Таблица 4

Структурные параметры молекулы $\text{CH}_3\text{CH}_2^{32}\text{SH}$ в гош-конформации

Межатомные расстояния (Å)		Валентные углы	
$r(\text{C}-\text{H})$	1,09	$\angle \text{CCH}_{1,2,3}$	$109^\circ 34'$
$r(\text{C}-\text{C})$	1,53	$\angle \text{CCH}_{4,5}$	$109^\circ 42'$
$r(\text{C}-\text{S})$	1,83	$\angle \text{CSH}$	$9^\circ 02'$
$r(\text{S}-\text{H})$	1,35	$\angle \text{CCS}$	$113^\circ 15'$
		φ	122°

Таблица 5

Вращательные постоянные и момент инерции молекул $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$ и $\text{CH}_3\text{CH}_2^{32}\text{SH}$ в гош-конформации, определенные экспериментально и рассчитанные по найденной структуре

Параметры	$\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$		$\text{CH}_3\text{CH}_2^{32}\text{SH}$	
	расчит.	эксперим.	расчит.	эксперим.
A (Мгц)	34135,8	34160	28949,2	28900
B (Мгц)	9194,0	9192,4	5290,3	5294,1
C (Мгц)	8118,8	8101,7	4850,6	4847,1
I_a (а.е.м. Å ²)	14,8093	14,7989	17,5233	17,4922
I_b (а.е.м. Å ²)	54,9851	54,9950	95,5635	95,4895
I_c (а.е.м. Å ²)	62,257	62,3981	104,2203	104,2934
$\Delta I = I_b + I_a - I_c$	7,5287	7,3967	8,8665	8,6538

Рассчитанные по этим параметрам (табл. 3, 4) вращательные постоянные и главные моменты инерции молекул этилового спирта и этилмеркаптана (табл. 5) сопоставляются экспериментально найденными значениями этих величин.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hirota E. J. of mol. spectroscopy, 26, 335 (1968).
2. Hirota E. J. of mol. spectroscopy, 26, 351 (1968).
3. Каджар Ч. О., Абдуллаев Г. А., Иманов Л. М., Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук, 1972, № 5.

4. Иманов Л. М., Каджар Ч. О., Аскеров А. Б. Тезисы симпозиума по вращательным спектрам молекул. Баку, 1969.
 5. Иманов Л. М., Каджар Ч. О., Аббасов А. А., Аскеров А. Б. Тезисы XVII Всесоюз. съезда по спектроскопии. Минск, 1971.
 6. Иманов Л. М., Абдурахманов А. А., Елчиев М. Н. Тезисы (1969) и труды симпозиума по вращательным спектрам молекул. Баку, 1972; Kondo S., Hirota S. J. Mol. spectroscopy, 34, 97 (1970).
 7. Hayashi M., Iuaishi H., Ohno K. and Murata H. Bull. chem. soc. Japan, 43, 872 (1971).
 8. Michelsen—Effinger J. J. Bull. Acad. Roy. Belg., 53, 226 (1967).
 9. Иманов Л. М., Каджар Ч. О., Исаев И. Дж., Тр. IV сибирского совещания по спектроскопии, 1965 г., М., "Наука", 1969.
 10. Научный отчет лаб. микроволновой спектроскопии за 1972 г.
 11. Иманов Л. М., Каджар Ч. О., Аббасов А. А., Гусейнов Г. А., Аскеров А. Б. Тр. симпозиума по вращательным спектрам молекул. Баку, 1972.
- Институт физики АН Азерб. ССР

Поступило 8. I 1973

Ч. О. Гачар, А. Э. Аббасов, Э. Б. Эскеров, Л. М. Иманов

$\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$, $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{SH}$ молекулларынын гош формаја аид микродалгадакы спектри, дипол моменти вә гурулушу

ХУЛАСӘ

Етил спирти вә етилмеркаптон молекулларынын гош формаја аид олан серијалары ујғунлашдырылмыш вә дипол момент тәјин едилмишдир. Бу молекулларын гош форма үчүн еһтимал олуна гурлуш параметрлэри һесаблинмышдыр.

Ch. O. Kadjar, A. A. Abasov, A. B. Askerov, L. M. Imanov

Mikrowave spektra, dipole moments and strukture of the gaushe isomer $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$, $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{SH}$ molecules

SUMMARY

From the mikrowave spektra of gaushe configuration ethyl alcohols and ethys mercaptan, rotational constants, dipole moments and strukture have been determined.

Н. А. ВЕРДИЕВА, С. А. АЛИЕВ, М. И. АЛИЕВ

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ В СИЛЬНОЛЕГИРОВАННОМ Ag_2Se

Изучению теплопроводности Ag_2Se посвящено довольно много работ [1—6]. Наиболее полными являются [3, 6]. В [3] теплопроводность κ измерялась у образцов с $n = 5,7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $n = 1 \div 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в интервале 80—500°K. Исследование κ в [2] у образцов с $n = 1$ и $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ проводилось вплоть до температуры плавления, начиная от комнатной.

Результаты, полученные этими авторами, не всегда согласуются. Хотя в [6] указано, что они находятся в согласии с данными [2]. По-видимому, авторы сравнивают общие теплопроводности исследованных образцов, так как фоновая составляющая при 300°K почти во всех работах разная.

Как видно, при $T < 300^\circ\text{K}$ κ Ag_2Se исследовалась только в одной работе, причем в относительно чистых образцах. Исследование теплопроводности в широком диапазоне концентраций может дать дополнительные сведения о механизме рассеяния фононов, механизме и характере рассеяния носителей тока и т. д. В данной работе исследование теплопроводности Ag_2Se в интервале 80—250°K проводилось на шести образцах с концентрацией электронов $2,5 \div 35 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 1 представлена температурная зависимость $\kappa_{\text{об}}$. Как видно, $\kappa_{\text{об}}$ в Ag_2Se с ростом концентраций увеличивается до четырех раз, что указывает на очень большую электронную долю теплопроводности $\kappa_{\text{эл}}$. Экспериментальному выделению электронной и фоновой составляющих κ также посвящено много работ. Это вызвано прежде всего тем, что экспериментальное значение $\kappa_{\text{эл}}$ дает сведения о характере рассеяния носителей тока и позволяет исследовать влияние ионизированных примесей на рассеяние фононов.

Выделение $\kappa_{\text{эл}}$ и $\kappa_{\text{ф}}$ в магнитном поле проведено в кристаллах Ag_2Te [7]. Показано, что число Лоренца, определенное эксперимен-

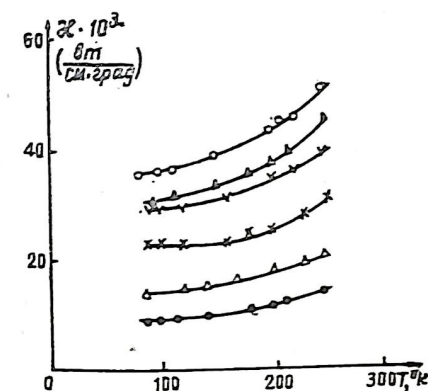


Рис. 1. Температурная зависимость $\kappa_{\text{об}}$. ● — $n = 2,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; ▲ — $n = 6,8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; □ — $n = 16 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; ○ — $n = 18 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; × — $n = 21 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; △ — $n = 35 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

тально, намного меньше его теоретического значения, вычисленного из соотношения Видемана-Франца. В случае Ag_2Se относительно низкая подвижность электронов не дала возможности выделить $\kappa_{\text{эл}}$ в имеющемся магнитном поле.

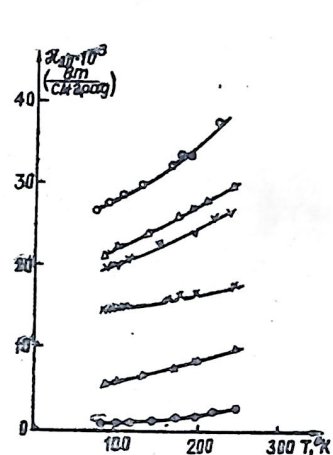


Рис. 2. Температурная зависимость электронной доли теплопроводности $\kappa_{\text{эл}}$ (T).

Здесь делается попытка выделить $\kappa_{\text{эл}}$ в следующем приближении. Ввиду того, что в [7] для Ag_2Te была показана практическая независимость $\kappa_{\text{ф}}$ от концентрации примесей, для Ag_2Se этот вывод можно считать правомерным. Тогда в наиболее чистом образце, в котором $\kappa_{\text{эл}}$ составляет наименьшую долю от $\kappa_{\text{об}}$, вычислив $\kappa_{\text{эл}}$ в приближений упругого характера рассеяния, можно определить $\kappa_{\text{ф}}$. Затем для остальных образцов, считая $\kappa_{\text{ф}}$ постоянной, определить электронные составляющие ($\kappa_{\text{об}} - \kappa_{\text{ф}} = \kappa_{\text{эл}}$).

Температурные зависимости $\kappa_{\text{эл}}(T)$, вычисленные этим методом оказаны на рис. 2. Из этого рисунка видно, что действительно электронная доля теплопроводности с ростом концентрации электронов увеличивается более чем в десять раз. Полученные таким образом значения $\kappa_{\text{эл}}$ можно сравнить с $\alpha_{\text{эл}}^T$, вычисленными по закону Видемана-Франца: $\alpha_{\text{эл}}^T = L_0 \sigma T^*$.

С этой же целью было проведено исследование температурной зависимости электропроводности (рис. 3). Такое сопоставление приводит также, как и в случае Ag_2Te , к заниженному значению числа Лоренца, что указывает на некоторую долю неупругости рассеяния электронов в Ag_2Se . Разумеется, эти результаты требуют дальнейших количественных уточнений, сводящихся к исследованию κ в магнитном поле.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сопп J. B., Taylor R. J. of the Electrochem, soc., 107, 12, 1960.
2. Ахундов Г. А., Абдуллаев Г. Б., Алиева М. Х., Эфендиев Г. А. Сб. "Вопросы металлургии и физики полупроводников". Тр. IV совещания, 1961.
3. Baer J., Busch G. Zs. Naturf., 17a, 10, 1962; Busch G., Hiltl B. Zt. Naturf., 16a, 6, 627, 1961.
4. Miyatani Sh., Toyota Jukio, Janabihara Takashi and Jida Kiichi. J. of the Physical society of Japan, v. 23, № 1, july 1967.
5. Okhotin A. S., Krestovnikov A. N., Aivazov A. A., Pushkar-skii A. S. "Phys. st. solid", 1969, 36, № 2, 443—445.

* Значение химпотенциала μ^* , вычисленное из данных концентраций, указывает (в исследованном интервале T и n) на сильное вырождение электронов.

6. Айвазов А., Охотин А. С., Гуцев А. Ф. "Изв. вузов, физика", 1971.
7. Алиев С. А., Суюнов У. Х., Алиев М. И. ФТП, 1972, № 4.

Институт физики АН Азерб. ССР

Поступило 4. I 1973

Н. Э. Вердиева, С. А. Алиев, М. И. Алиев

Күчлү лекирэолунмуш Ag_2Se -дә истиликкечирмә

ХҮЛАСӘ

Электронларын концентрасиясы $2,5-35 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ олан 6 нүмунә үчүн $80-250^\circ\text{K}$ температур интервалында Ag_2Se -нин истиликкечирмәси өлчүлмүшдүр.

Эн тәмиз нүмунә үчүн гаршылыгы тәсирләрин еластики олдуғуну нәзәрә алараг, истиликкечирмәнин гәфәс һиссәси ($\kappa_{\text{ф}}$) тә'јин едилмишдир. Гәфәс һиссәсинин истиликкечирмәсинин ашгарларын концентрасиясындан асылы олмадығыны гәбул едәрәк, галан нүмунәләр үчүн $\kappa_{\text{эл}}(T)$ һесапланмышдыр.

Алынан нәтичәләр Видеман-Франс нәзәријјәси илә тутушдурулмуш вә мұәјјән едилмишдир ки, Ag_2Se -дә Лоренс әдәди кичилир. Бу да электронларын сәпилмәсинин гисмән гәјри-еластики олдуғуну көстәрир.

N. A. Verdиеva, S. A. Aliev, M. I. Aliev

Thermal conductivity of heavily doped Ag_2Se

SUMMARY

The measurements was made of the thermal conductivity on six samples of Ag_2Se with electron concentration from $2,5 \times 10^{18}$ up to $35 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ in temperature interval $80-250^\circ\text{K}$.

In approximation of the elastic nature of scattering the electronic component of thermal conductivity have been calculated for all samples proceeding from κ_{ph} for the purest sample and supposing κ_{ph} independent on impurity concentration. The comparison of $\kappa_{\text{эл}}(T)$ and $\kappa_{\text{эл}}^T$ calculated from Wiedemann—Franz law has been made.

Such comparison produces the reduced value of Lorentz number, what indicates the some portion of inelastic scattering of electrons in Ag_2Se .

Н. А. АЛИЕВ. Р. А. АКОПЯН

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СТАЛИ НЕРАЗРУШАЮЩИМ МЕТОДОМ

При исследовании механических свойств материалов обычно используют достаточно сложное оборудование и, кроме того, часто приходится доводить до разрушения исследуемые образцы. Поэтому во многих случаях весьма перспективным является развитие методов определения механических свойств на основании измерения твердости [1], причем одним из главных его достоинств является „экспрессность“ и возможность производить измерения без разрушения на готовых изделиях. По абсолютной величине и изменению твердости судят о качестве термической или химикотермической обработки, наклепе и т. д.

Исходя из указанных достоинств метода, многие исследователи пытались разработать теорию, позволяющую по данным измерений твердости судить о механических свойствах материала [2—5], без разрушения изделия.

Так, в работе Дрозда [5] условный предел текучести определяется как $\sigma_{0,2} = 0,2 \cdot H$.

Здесь

$$H = \frac{9000}{130 - HRB};$$

HRB —твердость по Роквеллу при вдавливании шарика диаметром 1,588 мм при нагрузке 100 кгс.

По своему физическому смыслу H представляет модуль упрочнения материала при вдавливании сферического наконечника. По данным Дрозда [5] этот метод обеспечивает точность определения механических характеристик не хуже 5%. Временное сопротивление σ определяется как

$$\sigma = 9,55 [\sqrt{149 + H} - 12,2].$$

В [5] по данным о твердости материалов оценивалась характеристика пластичности. Например, относительное сужение Ψ_k :

$$\Psi_k = 0,36 \cdot S_k \cdot \left(0,6 + \frac{170}{H}\right) \cdot 10^{-2} \text{ при } H < 450 \text{ кгс/мм}^2 \text{ и } \Psi_k = 1,7 \frac{S_k}{H}$$

при $H > 450 \text{ кгс/мм}^2$.
Здесь $S_k = 0,2 H + 65$.

В настоящей работе мы пытались при помощи вышеизложенных методов оценить механические свойства стали 36Г2С, применяемой для изготовления нефтепромысловых труб, и сопоставить получен-

ные данные с результатами непосредственного измерения. Кроме того, была предпринята попытка определить оптимальное условие термической обработки с целью повышения прочности и пластичности указанной марки стали. Химический состав стали дан в табл. 1.

Таблица 1

Марка	Химический состав, вес. %						
стали	C	Mn	Cr	Ni	Si	S	P
36Г2С	0,36	1,60	0,04	0,08	0,45	0,026	0,034

Образцы закаливались от 900 и 950°C, охлаждение производилось водой и сжатым воздухом. После закалки образцы подвергались отпуску при 550, 600 и 650°C.

В табл. 2 указаны режимы термообработок, значения твердости по Роквеллу (HRB), приведены вычисленные значения H : $\sigma_{0,2}$; σ_B ; Ψ_k . Твердость по методу Роквелла определялась на приборе ТКП-1 при нагрузке 100 кгс (диаметр шарика 1,588 мм).

Таблица 2

Вид термообработки	Температура, °C		HRB	H	σ_B , кгс/мм ²	$\sigma_{0,2}$, кгс/мм ²	Ψ_k , %	Измеренные мех. свойства		
	закалка	отпуск						σ_B , кгс/мм ²	$\sigma_{0,2}$, кгс/мм ²	Ψ_k , %
Закалка обдувкой с отпуском	950	550	99	290	84,0	64,4	55,9	105,0	90,0	57
		600	96	265	78,3	58,8	55,3	102,0	82,0	55
		650	95	257	76,4	57,0	55,3	94,0	80,0	56
Закалка в воде с отпуском	"	550	106	375	102,2	83,2	56,0	112,0	100,0	56
		600	105	360	99,3	80,0	55,8	108,0	94,0	56
		650	104	346	96,5	76,8	55,7	100,0	86,0	55
Закалка обдувкой с отпуском	900	550	98	287	81,2	63,7	55,4	103,0	82,0	56
		600	94	250	74,5	55,5	55,5	100,0	71,0	55
		650	92	237	73,5	52,6	55,0	92,0	67,8	56
Закалка в воде с отпуском	"	550	104	346	96,5	76,8	55,7	109,0	95,0	55
		600	100	300	94,5	66,6	55,9	102,0	89,0	56
		650	99	290	84,0	64,4	55,9	96,0	80,0	55
Нормализованный Исходное состояние	"	90	90	225	67,8	50,0	55,9	79,0	59,0	57
		119	90	225	67,8	50,0	55,9	79,0	59,0	57
		112	90	225	67,8	50,0	55,9	79,0	59,0	57
Закалка в воде	900		119	818	180,5	181,6	0,5			
Закалка обдувкой	900		112	500	127,0	111,0	0,6			

Как известно, при термической обработке стали в основном стремятся получить более благоприятное сочетание свойств прочности, пластичности и ударной вязкости. При выском стпуске [6] структура стали представляет собой феррит с равномерно распределенными по всему сечению карбидами. Полученные данные показывают, что повышение температуры отпуска от 550 до 650°C приводит к разупрочнению стали как для сбразцов, подвергнутых закалке водой, так и сжатым воздухом. Отпуск при 550°C и выше приводит к некоторому снижению твердости α -фазы. Как видно из табл. 2, с ростом температуры закалки значения прочностных характеристик возрастают.

Для проверки правильности примененной методики были проведены механические испытания на растяжение контрольных образцов исследуемой стали (табл. 2). Из сопоставления полученных величин видно, что ход изменения прочностных свойств, определяемых двумя методами, качественно совпадает. Величины относительного сужения практически идентичны. Следует однако отметить, что пределы прочности и текучести (σ_b и $\sigma_{0,2}$), определяемые по методу Дрозда [5], на 15—20% меньше соответствующих величин, полученных в результате непосредственного измерения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шаскольская М. П. и Добржанский Г. Ф. „Кристаллография“, т. 7, вып. 1, 1952.
2. Марковец М. П. „Тр. метр. институтов СССР“, вып. 91 (151), 1957.
3. Тамман Г., Müller G. Zur Bestimmung der Eindruckelastizitätsgrenze in Anschluss an die Hartedestimmung, Leitschrift für Metallkunde, 28, III 1936, Н. 3.
4. Зайцев Г. П. „Заводская лаборатория“, 1949, № 6.
5. Дрозд М. С. Определение механических свойств металла без разрушения. М., 1935.
6. Гринев В. Н. Сб. „Термическая обработка металлов“. Машгиз, 1952.

Институт физики
АН Азерб. ССР

Поступило 8. I 1973

Н. Э. Алиев, Р. А. Акопян

Нүмунэлэри сындырмадан онларын механики хассэлэринин тэдгиги методлары

ХҮЛАСӘ

Тэдгигатда 36Г2С маркалы поладдан назырланмыш боруларын термик ишләнмәдән сонра механики хассэлэрини ики мүхтәлиф методла тә'јин етмәјә чәһд кәстәрилмишдир. Бу методлардан бири маддәнин бәрклијини тә'јин етмәклә онун механики хассэлэри һаггында мүлаһизә јүрүтмәјә имкан верир (Дрозд методу), диқәри исә билава-ситә механики сынаг методудур.

Алынган нәтијәләрин мүгајисәси кәстәрир ки, һәр ики методла тә'јин едилмиш мөһкәмлик хассэлэринин дәјишмә әјриләри үст-үстә дүшүр. Лакин мөһкәмлик (σ_b) вә ахычылыг ($\sigma_{0,2}$) һүдудларынын Дрозд методу илә тә'јин едилмиш гијмәтләри һәмин кәмијјәтләрин билава-ситә өлчмәдән алынган гијмәтләринә нисбәтән 15—20% аздыр.

N. A. Aliiev, R. A. Akopian

On Possibility to Determine the Mechanical Properties of Steel by the Nonfailure Method

SUMMARY

An attempt is made to estimate the mechanical properties of the heat-treated steel tubes 36F2C by two methods. One of them allow to indge of the mechanical properties without failure (Drosdos method—) by the measurement of hardness, while the other of the mechanical tensile test of the test specimens. The comprarison of the obtained data showed the variation of strength determined by the two methods to coincide as concerned. However, the limits of strength and yield (σ_b and σ_{ar}) determined by the Drosd's method ned by the ave by 15—20% less than the respective values obtained as a result of just measuring.

М. И. АЛИЕВ и Х. А. ХАЛИЛОВ

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ СИСТЕМЫ GaAs—InAs ПРИ МАЛЫХ КОНЦЕНТРАЦИЯХ GaAs

Твердые растворы $Ga_xIn_{1-x}As$ вызывают большой интерес, однако сведения о свойствах этой системы пока незначительны [3, 6—8, 10]. Одно из отличий твердых растворов от исходных соединений состоит в том, что наличие атомов второго компонента нарушает периодичность потенциального поля в кристалле. Это вызывает дополнительное рассеяние носителей тока. Теоретически рассеяние носителей на сплавном беспорядке рассмотрено в работах [2—4].

Как показывают результаты теоретических и экспериментальных исследований, влияние эффекта сплавного рассеяния на свойства этих твердых растворов вероятнее всего количественно разное для разных сплавов. Имеющееся в литературе взаимное противоречие ряда экспериментальных результатов для данной системы чаще всего связано с недостаточно высоким качеством исследованных материалов.

Настоящее исследование является продолжением предыдущего по изучению электрофизических свойств монокристаллических сплавов $Ga_xIn_{1-x}As$, начатого в работе [5]. Как в сплавах $Ga_xIn_{1-x}As$ с малым содержанием арсенида индия [5], так и в данном случае рассматривается подвижность электронов, чтобы выяснить, как реально влияет разупорядоченность решетки сплава на процесс рассеяния носителей тока.

Сплавы $Ga_xIn_{1-x}As$ и исходное соединение InAs (с такой же концентрацией электронов, как в сплавах) исследовались в интервале температур 78 ÷ 360°K. Постоянная Холла в этом интервале во всех образцах оставалась неизменной. Закономерности изменений получены по величине подвижности, ее температурному ходу и зависимости от состава. Подвижность в сплавах монотонно уменьшается с ростом содержания GaAs при 300 и 78°K. Это уменьшение при низких температурах быстрее, чем при комнатной (рис. 1).

Температурная зависимость подвижности с ростом содержания GaAs в сплаве ослабевает (рис. 2), то есть показатель степени α в законе $\mu \sim T^\alpha$ уменьшается (см. табл.). При низких температурах это происходит в два раза быстрее, чем при комнатной. Как и для сплавов, исследованных в предыдущей работе [5], подвижность электронов с ростом содержания второй компоненты, в данном случае с ростом содержания GaAs, монотонно падает. Это свидетельствует о наличии рассеяния на сплаве.

Причиной, приводящей к уменьшению подвижности, кроме беспорядка в решетке, могло быть изменение концентрации неконтролиру-

руемых примесей по длине слитка. Однако экспериментальные данные показывают, что концентрация ионов в исследованных нами образцах была одинаковой. Иначе, увеличение концентрации примесных ионов по длине слитка должно было привести к уменьшению подвижности, а в нашем случае наблюдается ее постоянство или рост.

Рассматриваемые результаты отличаются от результатов для сплавов, богатых арсенидом галлия, тем, что изменение подвижности с составом при 78°K сильнее, чем при 300°K. Это вполне закономерно: в сплавах GaAs—InAs с преобладанием содержания In As электроны рассеиваются на колебаниях решетки не только при комнатной, но и при азотной температуре; это видно из хода кривых $U(m)$. Иначе говоря, влияние ионов примеси при $T = 78^\circ\text{K}$ здесь гораздо слабее, чем в сплавах GaAs—InAs с преобладанием арсенида галлия. Именно поэтому вклад сплавного рассеяния хорошо виден как при 300°K, так и при 78°K; на фоне большой подвижности при 78°K он проявляется, естественно, сильнее.

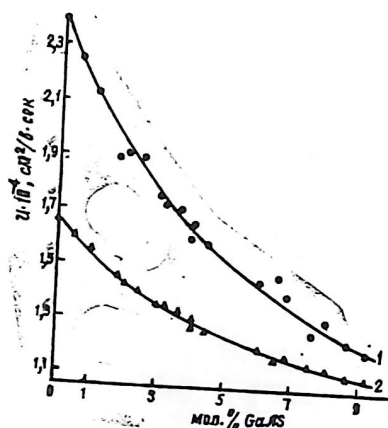


Рис. 1. Зависимость подвижности от состава в сплавах с концентрацией электронов $(3,5 \div 4,4) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$: 1—78°K; 2—300°K.

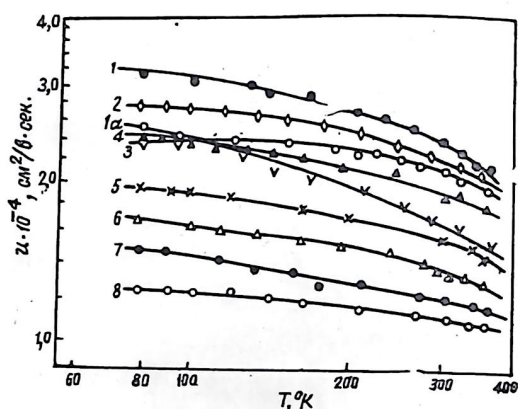


Рис. 2. Зависимость подвижности от температуры в InAs (кривые 1 и 1а) и в сплавах $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ (кривые 2—8). Составы 4: 6; 5: 8; 6: 6,6 и 9,2 мол. % GaAs электронов соответственно. Концентрация $(1,1 \div 1,4) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (кривые 1—4) и $(3,4 \div 4,4) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (кривые 1а и 5—8).

Так же как и в сплавах GaAs—InAs с малым содержанием арсенида индия [5], в данном случае по экспериментальным значениям подвижности в исследованных образцах $U_{\text{эксп}}$ вычислялась подвижность $U_{\text{спл}}$, связанная с рассеянием на сплавном беспорядке. Как видно из таблицы, величина $U_{\text{спл}}$ уменьшается пропорционально содержанию арсенида галлия в кристаллах.

Нами рассматривались также расчетные значения подвижности $U_{\text{спл}}$, предсказываемой теорией, предложенной Бруксом [11], то есть

$$U_{\text{спл}} = \frac{\text{const}}{(m^*/m)^{5/2} (\epsilon_1 - \epsilon_2)^2 x(1-x)} \text{ см}^2/\text{в.сек}, \quad (2)$$

где $\text{const} = \frac{(2\pi)^{1/2} e h^4 N_a}{3(\kappa T)^{1/2} m^{5/2}}$; m^* —эффективная масса; N_a —число уз-

лов решетки в единице объема; (ϵ_1, ϵ_2) —ширина запрещенной зоны в исходных соединениях. Значения const при температурах 300 и 78°K соответственно равны 5,73 и 10,98 $\frac{(\text{эВ})^2 \cdot \text{см}^2}{\text{в.сек}}$.

Электрические параметры твердых растворов GaAs—InAs

GaAs, моль. %	Концентрация электронов $n \cdot 10^{-17} \text{ см}^{-3}$	Подвижность электронов $U \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{в.сек}$		α		$U_{\text{сп}} \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{в.сек}$	
		300°K	78°K	300°K	78°K	300°K	78°K
0	3,9	16,6	24,0	0,46	0,22	∞	∞
0,5	4,1	16,0	22,5	—	—	435,0	550,0
1,0	4,0	15,5	21,3	—	—	273,0	192,0
1,8	3,9	14,5	18,9	—	—	116,0	90,0
2,0	3,9	14,3	19,0	—	—	102,0	92,0
2,4	3,7	14,0	18,8	—	—	90,8	71,4
3,0	3,5	13,5	17,5	—	—	72,4	65,3
3,2	3,6	13,5	17,2	—	—	72,4	60,9
3,6	3,4	13,3	17,0	0,40	0,15	67,5	58,4
4,0	3,5	13,0	16,0	—	—	60,2	43,3
4,4	4,1	12,6	15,8	0,32	0,12	52,0	46,3
6,0	3,6	12,0	14,4	—	—	43,4	36,1
6,5	4,4	11,6	14,6	0,25	0,10	38,6	37,4
6,8	3,9	11,8	14,0	—	—	40,9	33,8
7,5	3,8	11,5	12,6	—	—	37,6	33,8
8,0	3,6	11,4	13,1	—	—	36,6	29,0
8,6	3,9	11,1	12,3	—	—	33,5	25,3
9,2	3,9	11,0	12,0	0,23	0,06	32,6	24,1

Сравнение экспериментальных результатов с теоретически ожидаемыми показало, что изменения сплавной подвижности с составом, температурой и эффективной массой электронов качественно согласуются. Например, как экспериментальные данные, так и результаты расчетов $U_{\text{спл}}(x)$ показывают, что по мере роста содержания второй компоненты сплавная подвижность сначала быстро падает, а затем скорость уменьшения ее замедляется. Изменение подвижности с эффективной массой электронов проводимости в сплавах, богатых InAs, также подчиняется теоретическому закону $U \sim (m^*)^{-5/2}$.

Монотонное уменьшение подвижности электронов при увеличении содержания компоненты с малой подвижностью электронов (GaAs), даже в кристаллах с одинаковой концентрацией электронов и неизменной концентрацией неконтролируемых примесей, что было выявлено нами путем исследования распределения электрических параметров по объему слитка, не может еще служить достаточным условием для доказательства существования сплавного рассеяния. Такое уменьшение подвижности носителей тока может быть связано в рассматриваемом случае с изменением эффективной массы электронов, которая растет с увеличением содержания арсенида галлия [9].

При рассеянии носителей тока на оптических колебаниях решетки, которое имеет преобладающую роль в исходных соединениях, подвижность и эффективная масса электронов связаны соотношением $U \sim (m^*)^{3/2}$. Если в кристаллах твердых растворов преобладающим механизмом рассеяния электронов является рассеяние носителей на оптических колебаниях решетки, то должно выполняться равенство: $U_1/U_2 = (m_2/m_1)^{3/2}$; U_1 и m_1^* , U_2 и m_2^* —подвижности и эффективные массы электронов в исходном арсениде индия и в твердых растворах

соответственно. Используя экспериментально определенные нами значения эффективных масс и подвижностей электронов для арсенида индия и твердого раствора с наибольшим содержанием арсенида галлия, мы нашли, что отношение $(m_2^*/m_1^*) = 1,2$, а отношение U_1/U_2 при 78 и 300°K составляет соответственно 2 и 1,5. Другими словами, подвижность электронов в твердых растворах уменьшается быстрее, чем растет $(m_2^*/m_1^*)^{3/2}$. Это дает основание полагать, что в твердых растворах GaAs—InAs, богатых арсенидом индия, сплавное рассеяние вносит ощутимый вклад в общий механизм рассеяния электронов.

Главным механизмом рассеяния в соединениях $A^{III}B^V$, в частности в InAs, в исследованном нами интервале температур, как уже отмечалось, является взаимодействие носителей с оптическими колебаниями решетки. Значение подвижности в арсениде индия согласно этому предположению при комнатной температуре будет $U_{InAs}^{теор.} = 30 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{в. сек.}$, то есть оно мало отличается от экспериментального (при $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ $U_{InAs}^{эксп.} = 27,5 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{в. сек.}$). Вычисление $U_{спл.}^{эксп.}$, как и в сплавах, богатых GaAs, путем суммирования обратных величин подвижностей было проведено и по экспериментальным значениям $U_{проч.}$, $U_{эксп.}$. Результаты при двух температурах приведены в таблице. В случае наличия 9,2 мол. % GaAs в твердом растворе при температурах 300 и 78°K значения подвижности соответственно равны $32,6 \cdot 10^3$ и $24,1 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{в. сек.}$. Как видно из таблицы, ход изменения $U_{спл.}$ и $U_{эксп.}$ с составом в целом совпадает.

Численные значения $U_{спл.}^{эксп.}$ и $U_{спл.}^{теор.}$ для данного состава так же совпадают в пределах порядка величины. Закономерности рассеяния на сплаве примерно такие же, как и для сплавов, богатых арсенидом галлия: а) $U_{спл.} \sim \frac{1}{x}$; б) $U_{спл.}(T) = \text{const.}$ Величина $U_{спл.}$ зависит от температуры довольно слабо, приблизительно по закону $T^{(0,2-0,5)}$. В общем характер $U \sim T^\alpha$ близок к теоретическому закону рассеяния на сплаве [11].

Таким образом, качественное совпадение экспериментальных закономерностей $U_{спл.}(x)$, $U_{спл.}(T)$ и $U_{спл.}(m^*)$ с теоретическими предсказаниями по Бруксу $U_{спл.} \sim \frac{1}{x(1-x)}$, $U_{спл.} \sim T^{-1/2}$, $U_{спл.} \sim (m^*)^{-1/2}$ также подтверждает наличие сплавного рассеяния в твердых растворах GaAs—InAs.

ЛИТЕРАТУРА

1. Parmenter R. H. Phys. Rev., 98, 587, 1955, 109, 22, 1956.
2. Займан Дж. Электроны и фононы. М., Изд-во ИЛ, 1962.
3. Tiltjen J., Wiesberg K. Appl. Phys. Lett., 7, 261, 1965.
4. Smith A. Int. Proc. Phys. Semicond. Dunod' Paris, 1964.
5. Бурдуков Ю. М., Емельяненко О. В., Наследов Д. Н., Халилов Х. А. ФТП, 4, 10, 1982, 1970.
6. Goryunova N. A., Kesamanly F. P., Nasledov D. N. В кн. „Semiconductors and Semimetals“, Academic Press, 1968.
7. Маделунг О. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп. М., Изд-во „Мир“, 1967.
8. Драбл Дж. и Голдсמיד Г. Теплопроводность полупроводников. М., Изд-во ИЛ, 1963.
9. Бурдуков Ю. М., Мальцев Ю. В., Пичахчи Г. И., Уханов Ю. И. и Халилов Х. А. ФТП, 4, 7, 1390, 1970.
10. Wagner Thon W., J. Electrochem. Soc., 117, № 9, 1193, 1970.
11. Brooks H. Частное сообщение в работе (3).

Институт физики АН Азерб. ССР.

Поступило 9. 1 1973

М. И. Элиев, Х. Э. Халилов

GaAs-ин кичик консентрасияларында GaAs—InAs системи монокристалларынын электрик хассэдрэ

ХУЛАСЭ

$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0 \div 0,1$) бэрк мэхлунун монокристалларында јүрүклүјүн тэркибэ вэ температура ($T: 78 \div 360^\circ\text{K}$) көрө дэјишмэсинэ эсасан электронларын гэфэдэки атомларын низамсызлыгындан сәпәләнмәси ефекти мүшәһидә олунмуш вэ бу эффект мигдарча тәдгиг едилмишдир.

M. I. Aliev, Kh. A. Khalilov

On electric properties of GaAs—InAs system single crystals at small concentrations of GaAs

SUMMARY

The electrophysical properties of monocrystalline $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0 \div 0,1$) solid solutions within the interval of temperature $78 \div 360^\circ\text{K}$ are described.

The compositions of the alloys were determined by microoentgen analysis and optical measurement of the band gap.

The values of the electron mobility, obtained by measuring the electroconductivity and Hall effect at 300° and 78°L for the initial InAs are equal to $16600 \text{ sq. cm}/\text{v. sec.}$ and $24000 \text{ sq. cm}/\text{v. sec.}$, respectively. The values of the electron mobility for the alloy containing 9,2 mol. % of GaAs amount to $11000 \text{ sq. cm}/\text{v. sec.}$ and $12000 \text{ sq. cm}/\text{v. sec.}$. The mobility temperature dependence of the alloys is observed to decrease appreciably with GaAs content increase in comparison with that of InAs.

As far as the contribution of the impurity ions into the scattering remains invariable for all the investigated crystals, the observed change of mobilities is attributed to scattering in alloy.

Н. А. ГУЛИЕВ, И. Г. ДЖАФАРОВ

МОДЕЛИ ОДНОЧАСТИЧНОГО ОБМЕНА ПОЛУЛЕПТОННЫХ СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

В последние годы в связи с трудностями традиционной схемы универсального слабого взаимодействия [1] появилось много работ, посвященных попыткам выйти за ее рамки. Среди них большое место занимают теории слабого взаимодействия через промежуточные частицы. При этом выделяются главным образом два различных подхода. В первом, оставляя векторное взаимодействие основным, предлагаются различные рецепты устранения трудностей теории: введение градиентно взаимодействующих скалярных бозонов [2—5], включение сильного взаимодействия промежуточных векторных мезонов [6—7] (см. также [8]) и т. д. Во втором подходе частично или полностью отрицается фундаментальная роль векторного взаимодействия в слабых процессах, а обычный $V-A$ -вариант рассматривается как низкоэнергетическое приближение теории. Основная идея этих теорий заключается в том, что первичное слабое взаимодействие является скалярным. При этом четырехфермионное $V-A$ -взаимодействие получается как низкоэнергетическое приближение скалярного взаимодействия второго порядка по константам взаимодействия в одном случае [9, 10] и четвертого порядка в другом [11—15]. Другими словами, в первом случае теория слабого взаимодействия основывается на одночастичном обмене, а во втором — на многочастичном.

В упомянутых моделях вводятся различные типы промежуточных частиц. Некоторые из них обладают одновременно барионным и лептонным (мюонным или электронным) зарядами и называются баролептонами, а некоторые — только мюонным и электронным лептонами. Впервые скалярные баролептоны в качестве промежуточных частиц были введены Вентцелем [16] и применены Зельдовичем [17] для описания β -распада нейтрона. Отметим, что наиболее полная классификация возможных типов элементарных частиц с различными сочетаниями значений барионного и лептонных зарядов и спина была обсуждена Окунем [18].

В [19] мы рассматривали возможности описания лептонного слабого взаимодействия посредством моделей одночастичного обмена, приводящих при малых импульсах передачи к обычному четырехфермионному $V-A$ -варианту. Мы показали, что наряду с двумя хорошо известными моделями, основанными на обмене векторным W -бозоном [20] и скалярным B -мюэлектронном [9], возможен еще один вариант одночастичного обмена посредством отличной от W -бо-

зона векторной X -частицей, обладающей одновременно мюонным и электронным лептонными зарядами.

В настоящей работе описание, основанное на одночастичном обмене, распространяется на полулептонные слабые взаимодействия. При рассмотрении различных моделей будем исходить из следующего требования: локальный предел амплитуды экспериментально известного процесса должен совпадать с его амплитудой, вытекающей из четырехфермионной $V-A$ -теории.

Модели

Из операторов рождения и уничтожения полей p, n, Δ, l и ν_l ($l=e^-$ или μ^-) можно составить следующие токи*:

$$\bar{p}p, \bar{\Delta}\Delta, \bar{p}\nu_l, \bar{n}l, \bar{\Delta}l, \bar{p}l^c, \bar{n}\nu_l^c, \bar{\Delta}\nu_l^c \text{ и } \bar{l}\nu_l,$$

где l^c и ν_l^c — операторы, зарядово-сопряженные к операторам l и ν_l . Легко видеть, что эти токи разделяются по зарядовым свойствам на три типа: токи $\bar{p}p, \bar{\Delta}\Delta$ и $\bar{l}\nu_l$ уменьшают электрический заряд на единицу ($\Delta Q = -1$) и не изменяют барионный и лептонные заряды ($\Delta B = \Delta L = 0$); токи $\bar{p}l^c, \bar{n}\nu_l^c$ и $\bar{\Delta}\nu_l^c$ не изменяют электрический заряд, но увеличивают барионный и лептонные заряды на единицу ($\Delta B = \Delta L = 1$); наконец, токи $\bar{p}\nu_l, \bar{n}l$ и $\bar{\Delta}l$ изменяют все заряды, причем $\Delta Q = \Delta B = 1$ и $\Delta L = -1$. Следовательно, можно построить три вида взаимодействия, связав каждый тип токов с одним типом промежуточных частиц. Для того чтобы слабое взаимодействие при малых энергиях выглядело как контактное четырехфермионное $V-A$ -взаимодействие двух традиционных заряженных токов, промежуточные частицы, связанные с токами первого и второго типов, должны быть, как известно, векторными [20] и скалярными (модель Таникавы — Ватанабе [9]) частицами, соответственно. Что касается токов третьего типа, то они приводят, как мы показали [21, 22], к желаемым результатам, если связаны с векторными баролептонами.

Таким образом, имеем три различных модели одночастичного обмена полулептонного слабого взаимодействия, лагранжианы которых запишем в следующем виде:

$$L_1 = (g_l \bar{l} Q_\alpha \nu_l + g' \bar{n} O_\alpha p + g'' \bar{\Delta} O_\alpha p) W_\alpha + \text{h. c.}, \quad (1)$$

$$L_2 = [f_l \bar{p} (1 - \gamma_5) l^c + f'_l \bar{n} (1 - \gamma_5) \nu_l^c + f''_l \bar{\Delta} (1 - \gamma_5) \nu_l^c] B^{(n)} + \text{h. c.}, \quad (2)$$

$$L_3 = (h_l \bar{p} O_\alpha \nu_l + h'_l \bar{n} O_\alpha l + h''_l \bar{\Delta} O_\alpha l) X^{(n)} + \text{h. c.}, \quad (3)$$

где $O_\alpha = \gamma_\alpha (1 + \gamma_5)$. Промежуточные частицы $W, B^{(n)}$ и $X^{(n)}$ обладают свойствами, представленными в табл. 1 (где S — спин промежуточной частицы).

Амплитуда β -распада нейтрона определяется в моделях [(1)–(3)] следующими выражениями:

$$M_1 = \frac{g_e g_{\mu}^*}{m_1^2 - q^2} (\bar{u}_p O_\alpha u_n) \left(\delta_{\alpha\beta} - \frac{q_\alpha q_\beta}{m_1^2} \right) (\bar{u}_e O_\beta u_\nu), \quad (4)$$

$$M_2 = \frac{f_e f_{\mu}^*}{m_2^2 - q^2} [\bar{u}_p (1 - \gamma_5) u_e^c] [\bar{u}_\nu^c (1 + \gamma_5) u_n], \quad (5)$$

* Основываясь на опыте, мы исключаем из рассмотрения нейтральные токи, не меняющие ни один из зарядов (имеются ввиду электрический Q , барионный B , электронный лептонный L_e и мюонный лептонный L_μ заряды). Отметим, что термин „ток“ используется в настоящей работе для обозначения билинейных ковариантов, сконструированных из фермионных полей.

$$M_3 = \frac{h_e h_e^*}{m_3^2 - q^2} (\bar{u}_p O_\alpha u_\nu) \left(\delta_{\alpha\beta} - \frac{q_\alpha q_\beta}{m_3^2} \right) (\bar{u}_e O_\alpha u_n), \quad (6)$$

Таблица 1

Промежуточная частица	S	Q	B	L_e	L_μ
W	1	-1	0	0	0
$B^{(e)}$	0	0	1	1	0
$B^{(\mu)}$	0	0	1	0	1
$X^{(e)}$	1	1	1	-1	0
$X^{(\mu)}$	1	1	1	0	-1

где m_1 , m_2 и m_3 — массы промежуточных частиц W , $B^{(e)}$ и $X^{(e)}$, соответственно; q — переносимый промежуточной частицей 4-импульс, который в выражении (4) равен $q = p_1 - p_2 = k_1 + k_2$, в (5) $q = p_1 - k_2 = p_2 + k_1$ и в (6) $q = p_1 - k_1 = p_2 + k_2$; p_1 , p_2 , k_1 и k_2 — импульсы, соответственно, нейтрона, протона, электрона и антинейтрино, а u_n , u_p , u_e и u_ν — их спинорные волновые функции.

С помощью преобразований, аналогичных выполненным в работах [19, 21], выражения амплитуд M_1 , M_2 и M_3 можно записать в виде следующей общей формулы:

$$M_i = \frac{C_i}{m_i^2 - q^2} (\bar{u}_p O_\alpha u_n) Q_{\alpha\beta}^{(i)} (\bar{u}_e O_\beta u_\nu), \quad (7)$$

где индекс i принимает значения 1, 2 и 3 соответственно для моделей (1), (2) и (3). Символы C_i и $Q_{\alpha\beta}^{(i)}$ определяются следующим образом:

$$C_1 = g_e g^*, \quad C_2 = \frac{1}{2} f_e f_e^*, \quad C_3 = -h_e h_e^*;$$

$$Q_{\alpha\beta}^{(i)} = a_i \delta_{\alpha\beta} + b_i \frac{q_\alpha q_\beta}{m_i^2},$$

$$a_1 = a_2 = -b_1 = b_3 = 1, \quad a_3 = 1 - \frac{q^2}{2m_3^2}, \quad b_2 = 0.$$

При $m_i^2 \gg q^2$ $Q_{\alpha\beta}^{(i)} = \delta_{\alpha\beta}$ (для всех i) и, следовательно, формула (7) переходит в выражение амплитуды β -распада в локальной четырехфермионной $V-A$ -теории слабого взаимодействия, причем

$$\frac{|g_e g^*|}{m_1^2} = \frac{|f_e f_e^*|}{2m_2^2} = \frac{|h_e h_e^*|}{m_3^2} = \frac{G \cos \theta}{\sqrt{2}}, \quad (8)$$

где $G = (1,01/m_p^2) \cdot 10^{-5}$ (m_p — масса протона), θ — угол Кабиббо.

Аналогичные (7) выражения получаются также для амплитуд процессов ν -захвата ($\mu^+ + n \rightarrow p + \bar{\nu}_\mu$) и лептонных распадов Δ -гиперона ($\Delta \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ и $\Delta \rightarrow p + \mu^- + \bar{\nu}_\mu$). При этом в локальном пределе возникают следующие соотношения между константой универсального слабого взаимодействия и константами соответствующих полуслабых взаимодействий:

$$\frac{|g_\mu g^*|}{m_1^2} = \frac{|f_\mu f_\mu^*|}{2m_4^2} = \frac{|h_\mu h_\mu^*|}{m_5^2} = \frac{G \cos \theta}{\sqrt{2}}, \quad (9)$$

$$\frac{|g_e g^*|}{m_1^2} = \frac{|f_e f_e^*|}{2m_2^2} = \frac{|h_e h_e^*|}{m_3^2} = \frac{G \sin \theta}{\sqrt{2}}, \quad (10)$$

$$\frac{|g_\mu g^*|}{m_1^2} = \frac{|f_\mu f_\mu^*|}{2m_4^2} = \frac{|h_\mu h_\mu^*|}{m_5^2} = \frac{G \sin \theta}{\sqrt{2}}, \quad (11)$$

где m_4 и m_5 — массы, соответственно, промежуточных баролептонов $B^{(\mu)}$ и $X^{(\mu)}$.

Из соотношений (8) — (11) следует, что

$$\begin{aligned} |g_\mu| &= |g_e|, \quad |g''/g'| = \tan \theta; \\ |f_\mu/f_\mu'| &= |f_e/f_e'| = \tan \theta, \quad |f_\mu f_\mu'|/m_4^2 = |f_e f_e'|/m_2^2; \\ |h_\mu/h_\mu'| &= |h_e/h_e'| = \tan \theta, \quad |h_\mu h_\mu'|/m_5^2 = |h_e h_e'|/m_3^2. \end{aligned} \quad (12)$$

При $|f_\mu| = |f_e|$, $|f_\mu'| = |f_e'|$, $|f_\mu''| = |f_e''|$ мы имеем равенство масс баролептонов $B^{(\mu)}$ и $B^{(e)}$ ($m_4 = m_2$). Аналогично, в случае равенства соответствующих «мюонных» и «электронных» констант связи в модели (3) имеем $m_5 = m_3$.

Распады K -мезонов с образованием нейтральных лептонных пар

Модель с промежуточными скалярными баролептонами допускает распад $K^+ \rightarrow \pi^+ + \nu_e + \bar{\nu}_e$. Амплитуда этой реакции относится к амплитуде распада $K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$ в данной модели как $|f_e'/f_e|$. Произведя оценку на основе последних экспериментальных данных по распаду $K^+ \rightarrow \pi^+ + \nu_e + \bar{\nu}_e$ (см. [23], где собраны наиболее свежие экспериментальные данные по эффектам нейтральных токов; см. там же ссылки на оригинальные работы), получим

$$|f_e'/f_e| > 360. \quad (13)$$

Это означает, что в модели с промежуточными скалярными баролептонами диагональное слабое взаимодействие $(\bar{e}e)(\bar{p}p)$ должно быть усиленным по сравнению с недиагональным $(\bar{e}\nu_e)(\bar{p}n)$ взаимодействием по меньшей мере в 360 раз. Подчеркнем, что на факт усиления взаимодействия $(\bar{e}e)(\bar{p}p)$ по сравнению с $(\bar{e}\nu_e)(\bar{p}n)$ в модели Таникавы—Ватанабе впервые обратил внимание Шабалин [24].

Аналогичная оценка на основе данных по распадам $K^+ \rightarrow \pi^+ + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ [23] и $K^+ \rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \nu_\mu$ указывает на усиление слабого взаимодействия $(\bar{\mu}\mu)(\bar{p}p)$ по сравнению с взаимодействием $(\bar{\mu}\nu_\mu)(\bar{p}n)$, причем

$$|f_\mu/f_\mu'| > 290. \quad (14)$$

Отметим, что соотношения (13) и (14) (а также (15)) могут несколько измениться, если учесть различие фазовых объемов в сравниваемых реакциях.

Исследование эффектов слабого взаимодействия в процессах $e^+ + e^- \rightarrow p + \bar{p}$ и $e^+ + e^- \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ по модели Таникавы—Ватанабе с большим усилением показало [25—27], что уже при энергиях, равных примерно 2 ГэВ в системе центра масс, вклад слабого взаимодействия в сечение превышает вклад однофотонного электромагнитного обмена. Столь большая величина эффекта слабого взаимодействия внушает сомнение в реальности теории Таникавы—Ватанабе с большим усилением. К тому же в работе Г. А. Лобова и Е. П. Шабалина [28] показано, что экспериментальные данные по измерению отношения дифференциальных сечений упругих рассеяний позитронов и электронов на протонах свидетельствуют против перенормируемой теории Таникавы—Ватанабе с большим усилением, если существующие представления о роли двухфотонного обмена и поведения акси-

ального формфактора протона в этих процессах справедливы. Противоречие между моделью с промежуточными скалярными баролептонами и опытом становится еще глубже, если учесть, что выводы работ [25—28] основаны на значениях фактора усиления $|f_e/f'_e|$, полученных согласно более ранним экспериментальным данным по распаду $K^+ \rightarrow \pi^+ + \nu + \bar{\nu}$ [29] и существенно меньших, чем значения (13).

Модель с промежуточными векторными баролептонами допускает распады $K^+ \rightarrow \pi^+ + e^- + e^+$ и $K^+ \rightarrow \pi^+ + \mu^- + \mu^+$. Подавление этих распадов [23] приводит к усилению взаимодействий $(\bar{\nu}_e \nu_e)(\bar{p} p)$ и $(\bar{\nu}_\mu \nu_\mu)(\bar{p} p)$ по сравнению с взаимодействиями $(\bar{e} e)(\bar{p} n)$ и $(\bar{\mu} \mu)(\bar{p} n)$. Соответствующая оценка дает

$$|h_e/h'_e| > 348 \text{ и } |h_\mu/h'_\mu| > 115. \quad (15)$$

Столь большие значения фактора усиления противоречат имеющимся экспериментальным данным по рассеянию электронного антинейтрино на дейтроне [30] и по $\nu_\mu N$ -рассеянию [23]:

$$\sigma(\bar{\nu}_e + d \rightarrow p + n + \bar{\nu}_e) < 60 \sigma(\bar{\nu}_e + d \rightarrow n + n + e^+), \quad (16a)$$

$$\sigma(\nu_\mu + p \rightarrow p + \nu_\mu) \leq (0,12 \pm 0,06) \sigma(\nu_\mu + n \rightarrow p + \mu^-), \quad (16b)$$

$$\sigma(\nu_\mu + p \rightarrow n + \pi^+ + \nu_\mu) \leq (0,08 \pm 0,04) \sigma(\nu_\mu + p \rightarrow p + \pi^+ + \mu^-), \quad (16b)$$

$$\sigma(\nu_\mu + p \rightarrow p + \pi^0 + \nu_\mu) + \sigma(\nu_\mu + n \rightarrow n + \pi^0 + \nu_\mu) \leq 0,28 \sigma(\nu_\mu + n \rightarrow p + \pi^0 + \mu^-). \quad (16г)$$

Заметим, что модель Таникавы—Ватанабе не противоречит этим данным. В модели (1) реакции, показанные в скобках левой части соотношений (16), подавлены как процессы четвертого порядка по константам полуслабых взаимодействий.

Модели, не содержащие „ n — Λ —связь“ в низком порядке

В предыдущем разделе мы показали, что перенормируемая теория Таникавы—Ватанабе полулептонных слабых взаимодействий и рассматриваемая в настоящей статье модель с промежуточными векторными $X^{(e)}$ — и $X^{(\mu)}$ -баролептонами находятся в противоречии с рядом экспериментальных данных. Вводя в лагранжианы этих моделей новые контрчлены, подавляющие распады K -мезонов с образованием нейтральных лептонных пар, можно, по-видимому, устранить эти противоречия. При этом подразумевается, что отношение амплитуд распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ + \nu_l + \bar{\nu}_l$ и $K^+ \rightarrow \pi^0 + l + \bar{l}$ в модели с промежуточными скалярными баролептонами и распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ + l + \bar{l}$ и $K^+ \rightarrow \pi^0 + l + \nu_l$ в модели с обменом векторными баролептонами не должно равняться отношению (соответственно) взаимодействий $(\bar{l} l)(\bar{p} p)$ и $(\bar{\nu}_l \nu_l)(\bar{p} p)$ к $(\bar{l} \nu_l)(\bar{p} n)$ -взаимодействию, что имеет место (с точностью до поправок от различия фазовых объемов сравниваемых реакций) в моделях (2) и (3), а должно быть подавленным по сравнению с ним.

Чтобы объяснить подавление распадов K -мезонов с образованием нейтральных лептонных пар и вместе с тем сохранить правило $|\Delta T| = 1/2$, в традиционной теории слабого взаимодействия (как в локальной четырехфермионной теории, так и в теории с промежуточным векторным W -бозоном) принимают, в частности, что лагранжиан слабого взаимодействия не содержит нейтральных лептонных токов. При этом указанные распады K -мезонов оказываются эффектами четвертого порядка по константам полуслабых взаимодействий.

В моделях (2) и (3) распады K -мезонов с образованием нейтральных лептонных пар являются следствием слабого взаимодействия с участием одновременно нейтрона и Λ -гиперона. Сильная подавленность на опыте этих распадов, с одной стороны, и факты нарушения универсальности слабого взаимодействия, с другой, позволяют, в частности, предположить, что природа слабого взаимодействия, возможно, такова, что полулептонное взаимодействие группы частиц p, n, l и ν_l осуществляется одним типом промежуточных частиц, а группы p, Λ, l и ν_l — другим типом. Тогда, предполагая еще осуществление каждого слабого процесса посредством обмена лишь одной промежуточной частицей, мы получим, что все многообразие известных полулептонных процессов в пределах введенных в (1)—(3) промежуточных частиц может быть описано одним из следующих лагранжианов:

$$L_1^{(l)} = (G_1^{(l)} \bar{l} O_\alpha \nu_l + \bar{G}_1 \bar{n} O_\alpha p) W_\alpha + (G_4^{(l)} \bar{p} O_\alpha \nu_l + \bar{G}_4^{(l)} \bar{\Lambda} O_\alpha l) X_\alpha^{(l)},$$

$$L_2^{(l)} = (G_1^{(l)} \bar{l} O_\alpha \nu_l + \bar{G}_1 \bar{n} O_\alpha p) W_\alpha + [G_6^{(l)} \bar{p} (1 - \gamma_5) l^c + \bar{G}_6^{(l)} \bar{\Lambda} (1 - \gamma_5) \nu_l^c] B^{(l)},$$

$$L_3^{(l)} = (G_3^{(l)} \bar{p} O_\alpha \nu_l + \bar{G}_3^{(l)} \bar{n} O_\alpha l) X_\alpha^{(l)} + (G_2^{(l)} \bar{l} O_\alpha \nu_l + \bar{G}_2 \bar{\Lambda} O_\alpha p) W_\alpha, \quad (17)$$

$$L_4^{(l)} = (G_3^{(l)} \bar{p} O_\alpha \nu_l + \bar{G}_3^{(l)} \bar{n} O_\alpha l) X_\alpha^{(l)} + [G_6^{(l)} \bar{p} (1 - \gamma_5) l^c + \bar{G}_6^{(l)} \bar{\Lambda} (1 - \gamma_5) \nu_l^c] B^{(l)},$$

$$L_5^{(l)} = [G_5^{(l)} \bar{p} (1 - \gamma_5) l^c + \bar{G}_5^{(l)} \bar{n} (1 - \gamma_5) \nu_l^c] B^{(l)} + (G_2^{(l)} \bar{l} O_\alpha \nu_l + \bar{G}_2 \bar{\Lambda} O_\alpha p) W_\alpha,$$

$$L_6^{(l)} = [G_5^{(l)} \bar{p} (1 - \gamma_5) l^c + \bar{G}_5^{(l)} \bar{n} (1 - \gamma_5) \nu_l^c] B^{(l)} + (G_4^{(l)} \bar{p} O_\alpha \nu_l + \bar{G}_4^{(l)} \bar{\Lambda} O_\alpha l) X_\alpha^{(l)},$$

где для удобства введены новые обозначения констант полуслабых взаимодействий.

В моделях (17) взаимодействие второго порядка с участием одновременно нейтрона и Λ -гиперона запрещено. В этих моделях, так же как и в модели (1), распады K -мезонов с образованием нейтральных лептонных пар являются процессами четвертого порядка. Модели (17), кроме известных, предсказывают ряд других слабых процессов, поиски которых представляют несомненный интерес для выбора той или иной модели.

Таблица 2

Модели	Резонансные реакции
$X^{(l)}$	$\bar{\nu}_l p \rightarrow n \bar{l}, \bar{\nu} p \rightarrow p \bar{\nu}_l, l n \rightarrow n \bar{l}$
$B^{(l)}$	$l p \rightarrow n \nu_l, l p \rightarrow p l, \nu_l n \rightarrow p \nu_l$
W	$\bar{\nu}_l l \rightarrow n \bar{\nu}$

В табл. 2 приведены слабые полулептонные реакции в группе частиц p, n, l и ν_l , обладающие резонансом в соответствующих областях. Резонансы, очевидно, будут и в аналогичных реакциях с участием Λ -гиперона.

Экспериментальные данные (16) приводят к некоторым условиям для констант полуслабых взаимодействий, входящих в модели с про-

межуточными скалярными и векторными в баролептонами в (17). Наиболее сильные ограничения следующие:

$$|\tilde{G}_5^{(e)} / G_5^{(e)}| < 60, \quad |\tilde{G}_5^{(\mu)} / G_5^{(\mu)}| \leq 0,08 \pm 0,04;$$

$$|G_3^{(e)} / \tilde{G}_3^{(e)}| < 60, \quad |G_3^{(\mu)} / \tilde{G}_3^{(\mu)}| \leq 0,08 \pm 0,04.$$

Заметим, что в случае моделей полуплеточных взаимодействий с обменом промежуточными частицами W и $X^{(1)}$, а также W и $B^{(1)}$ число частиц, переносящих слабое взаимодействие, равно трем, а в случае обмена частицами $X^{(1)}$ и $B^{(1)}$ — четырем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Feynman R. P., Gell-Mann M. Phys. Rev., 109, 193, 1958.
2. Gell-Mann M., Goldberger M. L., Kroll N. M., Low F. E. Phys. Rev., 179, 1518, 1968.
3. Lee T. D., Wick G. C. Nucl. Phys., B9, 209, 1969.
4. Terazawa H. Phys. Rev., D1, 2950, 1970.
5. Segré G. Phys. Rev., 181, 1996, 1969.
6. Marshak R. E., Mohapatra R. N., Okubo S., Rao J. S. Topic. Conf. on Weak Inter., CERN, 1969.
7. Marshak R. E., Yang Y. W., Rao J. S. Phys. Rev. D, 3, 1640, 1971.
8. Marshak R. E., Riazuddin, Ryan C. P. Theor. of Weak Inter. in Part. Phys., New York, 1969.
9. Tanikawa Y., Watanabe S. Phys. Rev., 113, 1344, 1959.
10. Lord E. A. Nuovo Cim., A68, 184, 1970.
11. Kummer W., Sergé G. Nucl. Phys., 64, 585, 1965.
12. Christ N. Phys. Rev., 176, 2086, 1968.
13. Шабалин Е. П. ЯФ, 9, 1050, 1969.
14. Шабалин Е. П. ЯФ, 13, 411, 1971.
15. Gupta V., Patil S. H. Nucl. Phys., B27, 393, 1971.
16. Wentzel G. Zs. Phys., 104, 34, 1936.
17. Зельдович Я. Б. ДАН СССР, 89, 33, 1953.
18. Окунь Л. Б. ЖЭТФ, 47, 1777, 1964.
19. Гулиев Н. А., Джафаров И. Г. ЯФ, 17, 566, 1973.
20. Schwinger J. Ann. Phys., 2, 407, 1957.
21. Гулиев Н. А., Джафаров И. Г. Препринт № 3, ИФАН Азерб. ССР, Баку, 1972.
22. Гулиев Н. А., Джафаров И. Г. Материалы Международного семинара по взаимодействию адронов при высоких энергиях, Баку, 1972.
23. Lee B. W. Репортерский доклад на XVI Международной конференции по физике высоких энергий, Батавия (США), 1972.
24. Шабалин Е. П. ЯФ, 8, 74, 1968.
25. Гулиев Н. А., Джафаров И. Г. ЯФ, 13, 1284, 1971; Препринт № 1, ИФАН Азерб. ССР, Баку, 1971.
26. Гулиев Н. А., Джафаров И. Г. „Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук“, № 1, 52, 1972.
27. Гулиев Н. А., Джафаров И. Г. „Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук“, № 4, 91, 1971.
28. Lobov G. A., Shabalin E. P. Nucl. Phys., B38, 327, 1972.
29. Klems J. H., Hildebrand R. H., Stiening R. Phys. Rev. Lett., 24, 1086, 1970.
30. Munsee J. H., Reines F. Phys. Rev., 177, 2002, 1969.

Институт физики АН Азерб. ССР

Поступило 31. I 1973

Н. А. Гулиев, И. Г. Джафаров

Ярылептон зейф гаршылыгылы тэ'сирлерин бирзэррэчикли мүбадилэ моделлэри

ХҮЛАСӘ

Мәгаләдә ярылептон зейф гаршылыгылы тэ'сирлерин кичик им-пулс өтүрмәләриндә ади дөрдфермионлу $V-A$ варианты кәтирән бир-зэррэчикли мүбадилэ моделлэри илэ тәсвиринин имканларындан бәһс

едилмишдир. Көстәрилмишдир ки, вектори W —бозон вә скаляр баро-лептонлар вәситәсилә мүбадиләлә әсасланан ики мә'лум моделлә јанашы, јарылептон просесләрдә зейф гаршылыгылы тә'сирин вектори баролептонларла дашынмасына әсасланан даһа бир модел мүмкүн-ләси музакирә едилмишдир.

Бундан башга, мәгаләдә јухарыда көстәрилән бирзэррэчикли мүбадилә моделләринин лагранжисиларына әсасән (p, n, l, ν) зэррэчик-ләр группунун јарылептон зейф гаршылыгылы тә'сирлеринин бир тип, ринин исә дикәр тип аралыг зэррэчик вәситәсилә баш вермәси фәр-зијјәсинә әсасланан јени моделләр гурулмушдур. Бу моделләр K —мезонларын нейтрал лептон чүтләри јаранмагла кетмәли олан парча-ланма просесләринин вә $\nu + \text{нуклон} \rightarrow \nu + \text{адронлар}$ типли просесләрин тәчрүбәдә мушаһидә олунамасы фактларына изаһ едир. Һәмин факт-лары скаляр вә вектори баролептонлар вәситәсилә бирзэррэчикли мүбадилә моделләри чәрчивәсиндә изаһ етмәк чәһди зиддијјәтә кәти-рир.

N. A. Guliev, I. G. Jafarov

One—particle exchange models of semi—leptonic weak inter actions

SUMMARY

The possibilities of describing the semi—leptonic weak inter actions by the one—particle exchange models leading to the usual four—fermion $V-A$ -variant in case of small transfer momenta are investigated. Along with the two known models based on the exchange by vector W -boson and scalar baroleptons, one more model of one—particle exchange is shown to be possible. In accordance with this model the weak interaction in semi—leptonic processes is transferred by the vector baroleptons. The question of the acceptability of each of these three models is discussed from the point of view of the modern experimental data.

New Lagrangians are constructed from the Lagrangians of the three possible one—particle exchange models. In compliance with the const-structed Lagrangians the semi—leptonic interactions of group of particles p, n, l, ν are carried out by one type of the intermediate particles while the semi—leptonic interactions of group of particles p, n, l, ν —by the other type of the intermediate particles. These models ex-plain the experimentally observed suppression of the K —meson decays with the formation of the neutral leptonic pairs and suppression of the processes of the $\nu + \text{nucleon} \rightarrow \nu + \text{hadrons}$ type. The attempts to explain these suppressions in the framework of the mentioned models with one—particle exchange by the scalar and vector baroleptons bring about to contradictions.

Ф. Д. МАМЕДОВ, М. А. САЛИМОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МЕЖМОЛЕКУЛЯРНОЙ ВОДОРОДНОЙ СВЯЗИ НА КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ МОЛЕКУЛ ТИОФЕНОЛОВ

Исследование водородных связей имеет важное значение для лучшего понимания свойств жидкой фазы вещества. Водородные связи, образуемые с группами SH, изучены не так подробно, как с группами OH, NH. Поэтому исследование тиофенолов, имеющих широкое практическое значение, представляет большой интерес.

Для изучения водородных связей широкое применение находят инфракрасная спектроскопия, так как они ослабляют химическую связь водорода с другим атомом, что приводит, в свою очередь, к смещению полосы поглощения, соответствующей колебаниям по этой связи.

В ИК-спектрах тиофенолов наиболее характерной является полоса валентного колебания SH-группы. Эти полосы находятся в области $2600-2550 \text{ см}^{-1}$ [1]. Они не всегда интенсивны и при применении разбавленных растворов или очень тонких слоев исследуемых образцов их часто трудно обнаружить. Полосы SH-групп маскируются также в случае соединений, содержащих группу COOH, которая поглощается в этой области.

Горди и Стенфорд сообщили о результатах, полученных с помощью ИП-спектров, свидетельствующих об образовании водородной связи между меркаптанами и сильными азотсодержащими основаниями, такими как пиридин, α -пиколлин и дибензиламин [1]. Данные об образовании водородной связи в тиофенолах имеются также в [2, 3, 4]. Упомянутые выше работы показывают, что образование водородной связи с группами SH приводит к смещению полос поглощения в сторону меньших частот и величина смещения небольшая.

Нами исследовано всего 9 веществ: тиофенол; 2-метилтиофенол; 4-метилтиофенол; 4-этилтиофенол; 4-изопропилтиофенол; 4-трет-бутилтиофенол; 2,5-диметилтиофенол; 2,5-дихлортиофенол. ИК-спектры растворов указанных тиофенолов сняты на спектрофотометре ИР-10 при температуре 25°C . Растворителем служил неполярный четыреххлористый углерод.

Спектры поглощения SH-группы изучены в области призмы SiF ($2.800-2.400 \text{ см}^{-1}$) в широком интервале концентраций: $5 \cdot 10^{-2}$; $8 \cdot 10^{-2}$; $1 \cdot 10^{-1}$; $3 \cdot 10^{-1}$; $6 \cdot 10^{-1}$; $8 \cdot 10^{-1}$; 1 моль/л при толщинах слоя раствора 1,04; 4,51 и 10,00 мм.

Полосы поглощения свободных SH-групп изученных нами тиофенолов находятся в области $2592-2584 \text{ см}^{-1}$ и поглощению SH-группы каждого вещества соответствует одна единственная полоса. Форма и относительная интенсивность указанной полосы зависят от концентрации молекул (рис.). Начиная с $1 \cdot 10^{-1} \text{ моль/л}$, с возрастанием концентрации в спектрах в низкочастотной стороне от прежней полосы (SH своб.) появляется новая (SH связ.). С увеличением концентрации интенсивность новой полосы возрастает, а прежней падает. Дальнейшее увеличение концентрации молекул приводит к исчезновению прежней полосы. Таким образом, полоса SH-группы смещается в сторону меньших частот.

Первая полоса (SH своб.) характеризует колебание SH-групп свободных (изолированных) молекул, практически не возмущаемых окружающими молекулами растворителя (четырёххлористого углерода), и интенсивность этой полосы характеризует число свободных молекул.

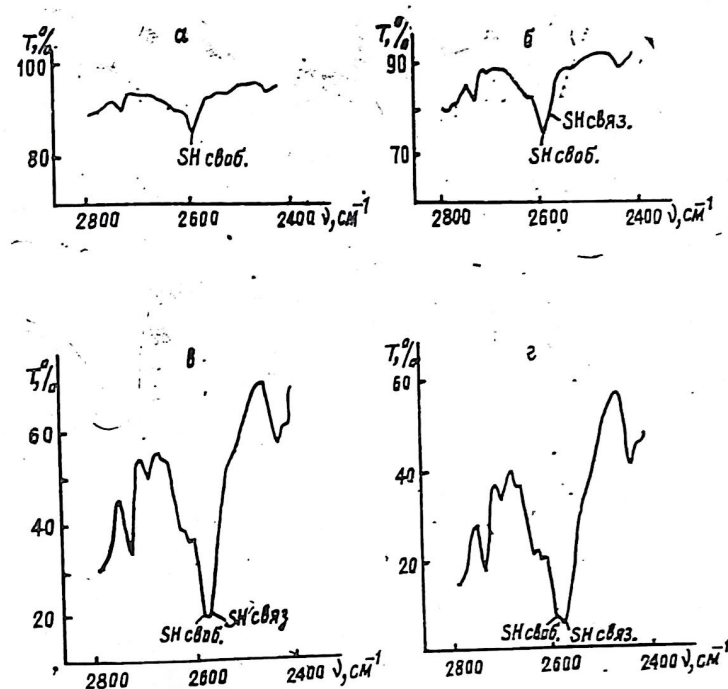
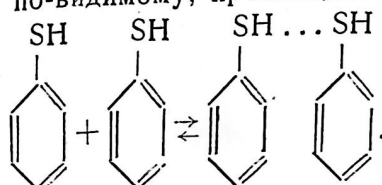


Рисунок. Инфракрасные спектры поглощения растворов 4-этилтиофенола в четыреххлористом углероде при толщине слоя 4,51 мм, температуре 25°C и концентрациях: а— $5 \cdot 10^{-2}$; б— $1 \cdot 10^{-1}$; в— $6 \cdot 10^{-1}$; г— 1 моль/л . Т—пропускание, ν —частота (волновое число).

Наблюдаемое изменение в спектрах позволяет предположить, что увеличение концентрации усиливает взаимодействие молекул, приводящее к образованию ассоциатов за счет межмолекулярной водородной связи, осуществляемой между группами SH. Появление новой полосы свидетельствует о сильном возмущении колебания SH-групп со стороны соседних молекул, ассоциированных в сложные комплексы. Другими словами, новую полосу можно отнести к ассоциированным молекулам. Таким образом, повышение концентрации молекул сопровождается образованием молекулярных ассоциатов, которые находятся в термодинамическом равновесии со свободными молекулами.

Взаимодействие между двумя молекулами тиофенола и образование их ассоциата, по-видимому, происходит по следующей схеме:



По полученным ИК-спектрам поглощения измеряли: а) $\nu_{\text{SHсвоб.}}$ — частоту (волновое число) максимума полосы свободной SH-группы; б) $\nu_{\text{SHсвяз.}}$ — частоту максимума полосы связанной SH-группы; в) $\Delta\nu_{\text{SH}}$ — величину смещения полосы этой группы.

Наблюдаемые смещения полос SH-группы в ИК-спектрах небольшие — всего 10—17 см^{-1} . Для 2,5-дихлортиофенола смещение полосы вовсе не наблюдается. Причиной, по-видимому, является образование внутримолекулярной водородной связи в его молекулах между SH-группой и соседним атомом хлора. Полученные нами по ИК-спектрам данные представлены в таблице.

Смещение полос поглощения SH-групп в ИК-спектрах тиофенолов ($C = 6 \cdot 10^{-1}$ моль/л, $d = 4,51$ мм, $t = 25^\circ\text{C}$)

Тиофенолы	Частота, см^{-1}		
	полоса своб. молекул, $\nu_{\text{SHсвоб.}}$	полоса ассоциир. молекул, $\nu_{\text{SHсвяз.}}$	величина смещения, $\Delta\nu_{\text{SH}}$
Тиофенол	2590	2577	13
2-Метилтиофенол	2584	2570	14
4-Метилтиофенол	2587	2575	12
4-Этилтиофенол	2590	2576	14
4-Изопропилтиофенол	2590	2577	13
4-трет-Бутилтиофенол	2590	2573	17
4-Хлортиофенол	2588	2578	10
2,5-Диметилтиофенол	2592	2576	16
2,5-Дихлортиофенол	2588	—	0

Для количественного подтверждения предположения об образовании межмолекулярной водородной связи, следовательно, возникновения молекулярных ассоциатов, было бы желательно определить энергию этой связи.

По правилу Беджера—Бауэра [5] существует зависимость между энергией (ΔH) водородной связи и смещением частоты ($\Delta\nu$) полосы поглощения группы OH, вызванным этой связью. Вернее величина относительного смещения ($\Delta\nu/\nu$) пропорциональна энергии (ΔH) образующейся водородной связи:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \kappa \Delta H,$$

где κ — коэффициент пропорциональности, равный $7,2 \cdot 10^{-3}$ [6].

Применив правило Беджера—Бауэра к тиофенолам, получим, что величине смещения полосы группы SH порядка 10—17 см^{-1} отвечает энергия межмолекулярной водородной связи примерно 0,5—0,8 ккал/моль.

Таким образом, наблюдающееся изменение в колебательных (инфракрасных) спектрах поглощения тиофенолов вызвано образованием межмолекулярной водородной связи, осуществляемой между группами SH.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lordy W., Stanford S. C. J. Amer. chem. sec., 62, 497, 1940.
2. Josien M. L., Castinel C., Saumange P. Bull. soc. chim. France, p. 648, 1957.
3. Josien M. L., Dizabo P. Compt. rend., 243, 44, 1956.
4. De Deken R. H., Broekhuysen J., Bechet J. A. Mortier. Biochem. et Biophys. Acta, 19, 45, 1956.
5. Badger R. M., Bauer S. H. J. Chem. Phys., 5, 839, 1937.
6. Гаджиев А. З., Поминов И. С. Применение молекулярной спектроскопии в химии (Сборник докладов на III Сибирском совещании по спектроскопии). М., Изд-во „Наука“, 1966.

Институт химии присадок
АН Азерб. ССР

Поступило 17. XII 1970

Ф. Ч. Маммадов, М. А. Салимов

Молекуларарасы гидроген рабитәсинин тиофенолларын молекуларынын рәгс спектрләринә тәсири тәдғиги

ХУЛАСӘ

Тиофенолларын 2800—2400 см^{-1} тезлик (далға әдәди) областындакы инфрагирмызы удулма спектрләриндә (һептан мүнһитиндә) сәрбәст SH групна мәхсус олан удулма золағы илә јанашы, молекулларын консен­трасијасынын $1 \cdot 10^{-1}$ моль/л вә бундан бөјүк гијмәтләриндә гидроген рабитәси васитәсилә әмәлә кәлмиш молекулјар ассоиасијалара мәхсус јени бир золаг да мұшаһидә едилир. Консен­трасија артдыгча сәрбәст SH групна аид олан золағын интенсивлији азалыр вә нәһајәт јох олур. Ассоиата аид золағын интенсивлији исә кетдикчә артыр вә беләликлә, SH груп золағынын јердәјишмәси ($\Delta\nu$) баш верир.

Алынған спектрләрдә SH груп золағларынын јердәјишмәсинин өјрәнилмәси нәтичәсиндә мұјјән едилмишдир ки, һәмин тиофенолларда молекуларарасы гидроген рабитәси зәиф олуб, енержиси (ΔH) чәми 0,5—0,9 ккал/моль гәдәрdir.

F. D. Mamedov, M. A. Salimov

Investigation of Intermolecular hydrogen band Influence on vibration spectra of thiophenol molecules

SUMMARY

Along with the absorption band of the free group SH the additional band of the molecular association has been observed in the infrared absorption spectra of thiophenols within the region of 2800—2400 cm^{-1} at the molecule concentrations above $1 \cdot 10^{-1}$ mol/l. The intensity of the first band decreases with the concentration increase and, finally, disappears, while that of the second one increases with the concentration increase. Thus, the effect of the group SH occurs.

The results of the investigation proved the weak molecular hydrogen band having the energy (H) of 0,5—0,9 kcal/mol to form in thiophenols.

К. 3. НУРИЕВ

ТОНКАЯ СТРУКТУРА ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА, ПРОВЗАИМОДЕЙСТВИ- ВАВШЕГО С ПЛАЗМОЙ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Взаимодействие электронного пучка с плазмой в последние годы является предметом многочисленных исследований. Особый интерес при этом представляют вопросы, связанные с релаксацией электронного пучка в плазме и установлением стационарной функции распределения. В частности, в квазилинейном приближении показано, что функция распределения электронов пучка в конечном счете должна приобретать вид „плато“, простирающегося от нуля до энергий, немного превышающих первоначальную [1, 2].

Этот вывод неоднократно подтверждался в ряде экспериментальных работ [3–6]. В процессе исследований такого рода нами была обнаружена тонкая структура функции распределения, представляющая собой ряд мелких пиков, наблюдаемых на фоне „плато“ [7–9]. Это объясняется захватом электронов пучка в потенциальные ямы ряда собственных волн системы. Несколько иная трактовка содержится в работе [10]. Однако указанные эксперименты проводились в отсутствие магнитного поля, так как оно сильно возмущало работу цилиндрического конденсатора. Вместе с тем известно, что основные экспериментальные работы по исследованию плазменно-пучкового взаимодействия проводились в магнитном поле [11, 12]. Поэтому представляло особый интерес повторить опыты по изучению тонкой структуры, но уже в условиях магнитного поля достаточно большой величины. Такого рода исследования и являлись предметом настоящей работы.

Экспериментальная лампа, установка и режимы в общих чертах были теми же, что в [8]. Магнитное поле создавалось с помощью соленоида, так что вся рабочая часть лампы, где пучок взаимодействовал с плазмой, находилась в области однородного магнитного поля, величину которого можно было регулировать до 400 э. Отличие конструкции экспериментальной установки состояло в том, что цилиндрический конденсатор был помещен в откачиваемый колпак, изготовленный из мягкой стали со стенками толщиной 10 мм, чем достигалась хорошая магнитная экранировка. Остаточное магнитное поле внутри колпака компенсировалось специальной вспомогательной обмоткой и в той части объема, где находился цилиндрический конденсатор, не превышало десятых долей эрстеда.

Электроны пучка, проходившие через отверстие в коллекторе лампы, попадали из области взаимодействия, где имелось магнитное

поле, в измерительную область, где оно отсутствовало. Это вызывало дефокусировку электронного пучка [13], которую приходилось компенсировать специальной электростатической линзой, помещенной непосредственно за отверстием коллектора. После приятия всех этих деления электронов пучка в присутствии магнитного поля. Корректность методики была проверена на монокинетическом электронном пучке, когда давление в рабочей части не превышало 10^{-4} мм рт. ст.

Наличие магнитного поля увеличивало эффективность взаимовзаимодействия пучка с плазмой и усложняло спектр сверхвысокочастотных колебаний.

Типичный спектр возбуждавшихся колебаний имеет обычно два максимума. Этот факт (наличие двух максимумов) наблюдался также и другими авторами [14]. Но в отличие от результатов указанной работы в данном эксперименте верхнюю зону спектра определяет не плазменная (f_p) частота, а электронно-циклотронная (f_H). Спектры, снятые для нескольких значений тока пучка, подтвердили это предположение. Действительно, с изменением тока пучка местонахождение второго максимума (верхняя зона) практически не менялось, тогда как первый (нижняя зона) передвигался в сторону больших или меньших частот, соответственно изменению тока пучка. Плазменная частота, рассчитанная на основании концентрации зарядов, которая измерялась по ионной части зондовой характеристики, соответствовала первому максимуму.

Расстояние от пушки до сечения, где интенсивность колебаний была максимальной, уменьшалось по мере увеличения ускоряющего напряжения U_0 . При малых i и больших U_0 интенсивность колебаний могла монотонно нарастать вплоть до коллектора.

Как отмечалось в работе [8], релаксация электронного пучка начинается уже при давлении 10^{-2} мм рт. ст. Приблизительно при таком же давлении появляются и СВЧ колебания. На рис. 1 представлено семейство измеренных функций распределения, параметром которого является давление газа. Как видно, при малых давлениях газа ($p < 10^{-3}$ мм рт. ст.) функция распределения имеет вид сравнительно узкого пика, энергия которого соответствует ускоряющему напряжению электронов. С повышением давления пик расширяется и при $p \sim 10^{-2}$ мм рт. ст. со стороны малых энергий у функции распределения образуется пологий участок. По мере релаксации этот участок сдвигается в сторону меньших энергий и на функции распределения появляются небольшие пики тонкой структуры. В целом картина получается примерно такой же, как в [8] в отсутствие магнитного поля.

Подробно изучалась зависимость энергии пиков от режима пучка и плазмы. На рис. 2 показана зависимость энергии пиков ω_n от давления. Она так же, как в отсутствие магнитного поля, для малых p дает прямую пропорциональность между ω_n и p . Это вполне естественно, так как согласно [8] энергия n -го пика равна

$$\omega_n = \frac{m}{2} \cdot \frac{\omega_p^2 L^2}{n^2 \pi^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots),$$

где m — масса электрона, ω_p — собственная частота плазмы, L — длина системы.

Если концентрация зарядов n_e в плазме пропорциональна давлению газа, как это имело место в работе [8], то и ω_n должно быть пропорционально p . Однако при давлении свыше $3 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. эта пропорциональность нарушается, что вызывает некоторое сомне-

ние. Действительно, как известно, магнитное поле способствует увеличению концентрации на оси и, следовательно, должно приводить к увеличению ω_p . Поэтому, казалось бы, увеличение магнитного поля, также как и увеличение тока или давления, должно приводить к увеличению энергий пиков. По-видимому, такую неувязку можно объяснить нелинейным характером взаимодействия, определяющего тонкую структуру.

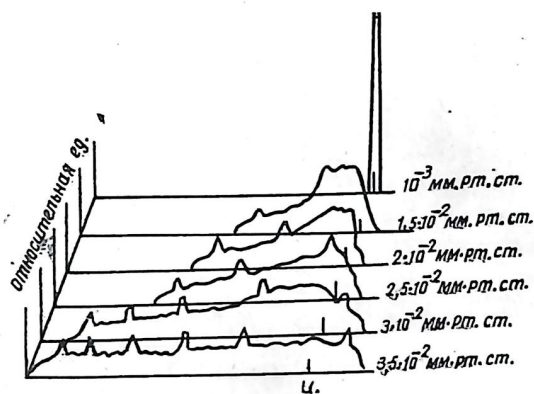


Рис. 1. Семейство измеренных функций распределения электронов пучка по энергиям (параметр кривых, давление): $U_0=1000$ в, $i=10$ ма, $H=400$ э.

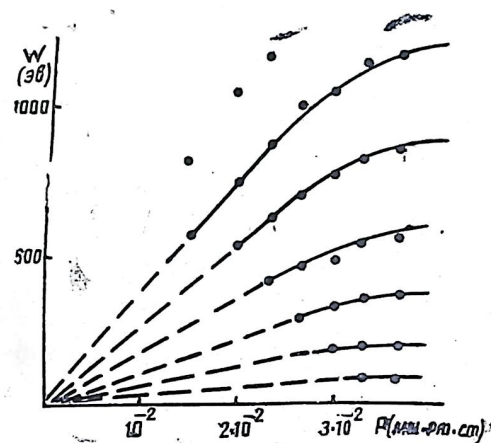


Рис. 2. Зависимость энергий пиков от давления газа: $U_0=1000$ в, $i=10$ ма, $H=400$ э.

На рис. 3 представлена зависимость ω_d от магнитного поля. Как видно, с увеличением H уменьшаются энергии пиков, хотя энергетический интервал между ними остается постоянным. Начиная со 120—150 э напряженности магнитного поля и выше ω_d почти не меняются.

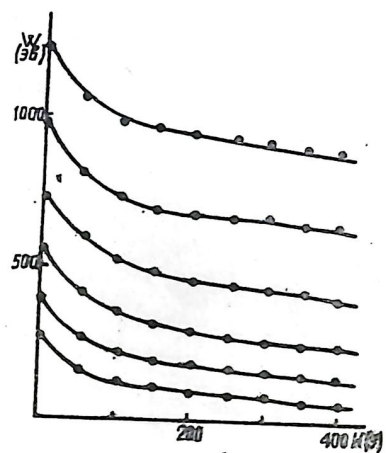


Рис. 3. Зависимость положения пиков от магнитного поля: $U_0=1000$ в, $i=8$ ма, $P=3,4 \times 10^{-2}$ мм.рт.ст.

Как отмечалось в [8], появление тонкой структуры связано с возникновением СВЧ колебаний в системе плазма-пучок. Поскольку спектр колебаний такой системы при наличии магнитного поля состоял из двух максимумов (верхняя и нижняя зоны), представляло интерес выяснить, какой же именно из этих максимумов „ответствен“ за тонкую структуру энергетического спектра. Для этого производилась модуляция электронного пучка монохроматическим сигналом с одновременным наблюдением тонкой структуры и частотного спектра СВЧ колебаний плазмы.

При модуляции пучка сигналом с частотой примерно f_p с увеличением уровня модулирующего сигнала постепенно сглаживается и исчезает тонкая структура на функции распределения электронов. Одновременно уменьшается уровень шумовых СВЧ колебаний, что подтверждает известный эффект подавления шумовой компоненты

СВЧ колебаний при модуляции пучка монохроматическим сигналом [16].

При модуляции же сигналом $\sim f_n$ любой мощности функция распределения не претерпевает никаких изменений. Не наблюдается и подавления шумовой компоненты колебаний. Этот факт и предыдущие исследования показывают, что тонкая структура на функции распределения — результат взаимодействия пучка с собственными колебаниями плазмы, которые в данном эксперименте образуют нижнюю зону спектра.

Исчезновение тонкой структуры при помощи модуляции пучка монохроматическим сигналом можно объяснить тем, что здесь полностью меняется механизм взаимодействия пучка с плазмой. Системе навязываются вполне определенные значения ω и $K = \frac{\omega}{v_0}$.

Функция же распределения в этом случае имеет вид не „плато“ с широким набором скоростей, а узкого пика, перемещающегося по энергиям с частотой колебаний [15].

В заключение выражаю искреннюю благодарность С. М. Левитскому за руководство настоящей работой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ведынов А. А., Велихов Е. П., Сагдеев Р. З. Ядерный синтез, приложение, 2, 405 (1962).
2. Etievant C., Pegulli M. Compt. rend A. S. Ядерный синтез, приложение, 3, 1049 (1962).
3. Габович М. Д., Пасечник Л. Л. ЖЭТФ, 36, 1025 (1959).
4. Харченко И. Ф., Файнберг Я. Б., Корнилов Е. М., Николаев Р. М., Педенко Е. И. Ядерный синтез, приложение, 3, 1101 (1962).
5. Dymond W. E., Pines D. 255, 855 (1962).
6. Левитский С. М., Шашурин И. П. ЖЭТФ, 52, 2, 350 (1967).
7. Левитский С. М., Нуриев К. З. Письма в ЖЭТФ, 12, 172 (1970).
8. Левитский С. М., Нуриев К. З. ЖЭТФ, 61, 1 (7), 190 (1971).
9. Левитский С. М., Нуриев К. З. Тр. X Международной конф. по явлениям в иониз. газах. Оксфорд (1971), стр. 371.
10. Веселовский И. С. ЖЭТФ, 61, 1 (7), 190 (1971).
11. Леонтьев Н. И., Тимошенко А. П., Удовченко Ю. К. ЖТФ, 40, 942 (1970).
12. Шашурин И. П. Сб. „Колебания и волны в плазме“, Минск, 1971.
13. Зинченко Н. С. „Электронная оптика“.
14. Левитский С. М., Шашурин И. П. УФЖ, 13, 4, 570 (1968).
15. Габович М. Д., Коваленко В. Н. УФЖ, 15, 1893 (1970).
16. Файнберг Я. Б. УФН, 93, 617 (1957).

АГУ им. С. М. Кирова

Поступило 30. XI 1972

К. З. Нуриев

Магнит саһәсиндә электрон дәстәсинин плазма илә гаршылыгы тәсир заманы пајланма функцијасынын инчә гурулушу

ХҮЛАСӘ

Ишдә плазма илә гаршылыгы тәсирдә олан электрон дәстәсинин пајланма функцијасы тәдгиг едилмишдир. Мә'лум олмушдур ки, инчә гурулушу тәшкил едән кичик максимумлар электрон дәстәсинин, фаза сүр'әтләри дискрет гијмәтләре малик плазма далғалары илә гаршылыгы тәсиринин нәтијәсидир. Фаза сүр'әтләринин дискрет гијмәтләри исә, тезликләрин ејни олмасына бахмајараг, плазма электрон дәстәси системинин сонлу узунлуға малик олмасындан ирәли кәлир.

Fine structure of the distribution function of electrons in a beam after interaction with a plasma in magnetic field

SUMMARY

In this work a fine structure of the distribution of an electron beam was investigated which had interacted with a plasma in magnetic field with H-400 gs. There were received experimental dependences of fine structure peaks of energy from gas pressure and magnetic field. There was researched the effect of modulation of the beam by a monochromatic signal from fine structure and the connect between microwave oscillations of plasma system and fine structure in a magnetic field was explained.

УДК 539.12.01

Г. А. КЕРИМОВ, Р. М. МИР-КАСИМОВ

КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ В ДВУМЕРНОЙ МОДЕЛИ ТЕОРИИ ПОЛЯ

§ 1. В настоящей работе изучался ряд задач, связанных с квазипотенциальным подходом* в рамках двумерной скалярной модели квантовой теории поля (соответствующие квазипотенциальные уравнения одномерны). Двумерная модель привлекательна своей простотой и наглядностью, что особенно ценно в тех случаях, когда в более реалистических ситуациях возникают трудности математического порядка. Особенно важной из этих трудностей нам представляется проблема граничных условий и однозначного выделения решений разностного уравнения Шриденгера. Напомним также, что в нерелятивистском случае одномерное уравнение Штиденгера весьма часто используется с целью продемонстрировать в упрощенном виде различные результаты квантовой механики [7].

Массовая поверхность (гипербола) в двумерном пространстве векторов энергии—импульса (p_0, p) задается уравнением**

$$p_0^2 - p^2 = 1. \quad (1, 1)$$

Одномерное квазипотенциальное уравнение для амплитуды рассеяния $a(p, q)$ в „нерелятивистской нормировке“ (ср. [6]) имеет вид

$$a(p, q) = -\frac{i}{2|q|} V(p, q; E_q) + \frac{1}{2\pi} \int \frac{V(p, \kappa; E_q) d\Omega_\kappa a(\kappa, q)}{2E_q - 2E_\kappa + i\varepsilon}, \quad (1, 2)$$

где

$$d\Omega_\kappa = \frac{d\kappa}{\kappa_0}; \quad \kappa_0 = \sqrt{1 + \kappa^2}, \quad (1, 3)$$

—инвариантный элемент интегрирования на гиперболе (1, 1); $V(p, q; E_q)$ —квазипотенциал. Амплитуда рассеяния $a(p, q)$ связана с коэффициентами прохождения R и отражения D теми же соотношениями, что и в квантовой механике:

$$R = |a(-q, q)|^2, \quad (1, 4a)$$

$$D = |1 + a(q, q)|^2. \quad (1, 4b)$$

В случае вещественного квазипотенциала ($\text{Im} V = 0$) из (1, 2) вытекает условие унитарности для амплитуды a на энергетической

* Подробное изложение квазипотенциального подхода и подробные списки литературы даны в обзорах [3—5].

** Будем рассматривать для простоты случай частиц равных масс и выберем систему единиц, в которой $\hbar = c = m = 1$.

поверхности:

$$\operatorname{Re} a(q, q) = -\frac{1}{2} \{|a(q, q)|^2 + |a(-q, q)|^2\}. \quad (1, 5)$$

Коэффициенты отражения $R(q)$ и прохождения $D(q)$ связаны с амплитудой a формулами:

$$R(q) = |a(-q, q)|^2, \quad (1, 6a)$$

$$D(q) = |1 + a(q, q)|^2. \quad (1, 6b)$$

В терминах R и D условие (1, 5) совпадает с известным из нерелятивистской квантовой механики соотношением

$$R + D = 1. \quad (1, 7)$$

Волновая функция $\psi_q(p)$ связана с амплитудой $a(p, q)$ следующим образом:

$$\psi_q(p) = 2\pi \sqrt{1+p^2} \delta(p-q) + \frac{2i|q| a(p, q)}{2E_q - 2E_p + i\varepsilon}. \quad (1, 8)$$

Уравнение для $\psi_q(p)$ имеет вид:

$$\psi_q(p) = 2\pi \sqrt{1+p^2} \delta(p-q) + \frac{1}{2\pi} \frac{1}{2E_q - 2E_p + i\varepsilon} \times \int d\Omega_k V(p, k; E_q) \psi_k. \quad (1, 9)$$

§ 2. Релятивистское конфигурационное представление

Однопараметрическая группа движений одномерного пространства Лобачевского, реализующегося на гиперболе (1, 1) является совокупностью преобразований вида

$$p' = p(+)k = p + k \left(\sqrt{1+p^2} + \frac{pk}{1 + \sqrt{1+k^2}} \right). \quad (2, 1)$$

Введем одномерное „преобразование Шапиро“ (ср. [8]) как разложение по полной системе матричных элементов неприводимых унитарных представлений группы преобразований (2, 1). Эти элементы имеют вид

$$\xi(p, x) = (p_0 - p)^{-ix}, \quad (2, 2)$$

где x —собственное значение оператора Казимира данной группы, $-\infty < x < \infty$. (2, 3)

В нерелятивистском пределе $\xi(p, x) \rightarrow e^{ipx}$. Как и обычные плоские волны e^{ipx} , величины $\xi(p, x)$ образуют полную ортогональную систему:

$$\frac{1}{2\pi} \int \xi(p, x) \cdot \xi^*(p, x') d\Omega_p = \delta(x-x'), \quad (2, 4a)$$

$$\frac{1}{2\pi} \int \xi(p, x) \cdot \xi^*(p', x) dx = \delta(p(-)p') = \sqrt{1+p^2} \delta(p-p'). \quad (2, 4b)$$

В „полярной“ системе координат

$$p = \operatorname{sh} \chi_p, \quad p_0 = \operatorname{ch} \chi_p \quad (2, 5)$$

функции ξ приобретают вид

$$\xi(p, x) = e^{ix_p x}, \quad (2, 6)$$

а преобразование (2, 1) сводится к сложению гиперболических аргументов:

$$\chi_{p'} = \chi_p + \chi_k. \quad (2, 7)$$

Произведя преобразование Шапиро*:

$$\psi_q(x) = \frac{1}{2\pi} \int \xi(p, x) \psi_q(p) d\Omega_p, \quad (2, 8)$$

$$V(p(-)k) = \int \xi^*(p, x) V(x) \xi(k, x) dx = \int \xi^*(p(-)k, x) V(x) dx, \quad (2, 9)$$

получим вместо (1, 9) уравнение

$$\psi_q(x) = \xi(q, x) + \int G_q^+(x, x') V(x') \psi_q(x') dx', \quad (2, 10)$$

где $G_q^{(+)}$ —релятивистская одномерная функция Грина:

$$G_q^{(+)}(x, x') = \frac{1}{2\pi} \int \xi(k, x) \frac{1}{2E_q - 2E_k + i\varepsilon} \xi^*(k, x') d\Omega_k = \frac{1}{2i|q|} \left\{ \frac{e^{i|x_q(x-x')|}}{1 - e^{-2\pi|x-x'|}} + \frac{e^{-i|x_q(x-x')|}}{1 - e^{2\pi|x-x'|}} \right\}. \quad (2, 11)$$

Плоские волны $\xi(q, x)$ удовлетворяют уравнению

$$[2E_q - H_0] \xi(q, x) = 0, \quad (2, 12)$$

где свободный гамильтониан H_0 есть разностный оператор вида

$$H_0 = \operatorname{ch} i \frac{d}{dx}. \quad (2, 13)$$

Соответственно функция Грина (2, 11) удовлетворяет уравнению

$$[2E_q - H_0] G_q^{(+)}(x - x') = \delta(x - x'). \quad (2, 14)$$

Действуя оператором $(2E_q - H_0)$ на обе части (2, 10), приходим к разностному уравнению Шредингера:

$$[2E_q - H_0 + V(x)] \psi_q(x) = 0. \quad (2, 15)$$

Отметим также соотношение

$$a(p, q) = -\frac{i}{2|q|} \frac{1}{2\pi} \int V(p(-)k) \psi_q(k) d\Omega_k = -\frac{i}{2|q|} \int \xi^*(p, x) V(x) \psi_q(x) dx. \quad (2, 16)$$

При вещественном потенциале $V(x)$ из (2, 15) следует уравнение непрерывности:

$$\Delta \Gamma(x) = 0, \quad (2, 17)$$

где

$$\Gamma(x) = \psi_q(x) \operatorname{sh} i \frac{d}{dx} \psi_q^*(x) - \psi_q^*(x) \operatorname{sh} i \frac{d}{dx} \psi_q(x) = -[\psi_q(x) \hat{p} \psi_q^*(x) - \psi_q^*(x) \hat{p} \psi_q(x)]. \quad (2, 18)$$

В нерелятивистском пределе разностный оператор импульса переходит в дифференциальный:

$$\hat{p} = \operatorname{sh} i \frac{d}{dx} \rightarrow i \frac{d}{dx}, \quad (2, 19)$$

а соотношения (2, 17) и (2, 18) в точности переходят в нерелятивистские выражения. При $x \rightarrow \pm \infty$ волновая функция $\psi_q(x)$ имеет следующие асимптотики:

$$\psi_q(x) = e^{ix_q x} + b(q) e^{-ix_q x} \text{ при } x \rightarrow -\infty, \quad (2, 20a)$$

* Формула (2, 9) соответствует случаю локальных потенциалов $V(p, k) = V(p(-)k)$. В данной работе рассматриваются только локальные потенциалы.

$$\psi_q(x) = c(q) e^{i\chi_q x} \text{ при } x \rightarrow \infty, \quad (2, 206)$$

где

$$b(q) = -\frac{i}{2|q|} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\chi_b x} V(x) \psi_q(x) dx = a(-q, q), \quad (2, 21a)$$

$$c(q) = 1 - \frac{i}{2|q|} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\chi_q x} V(x) \psi_q(x) dx = 1 + a(q, q). \quad (2, 216)$$

Теперь легко видеть, что условие унитарности (1, 7) является следствием уравнения непрерывности (2, 17).

§ 3. Точно решаемые задачи

Простейшие потенциалы, для которых конечно-разностное уравнение (2, 15) решается точно, это потенциалы, имеющие разные постоянные значения в отдельных областях пространства и переходящие скачком от одного значения к другому в точках, разделяющих такие области. Из уравнения непрерывности следует, что величины $\psi_q(x)$, $\text{sh } i \frac{d}{dx} \psi_q(x)$ должны быть непрерывны в точках, где $V(x)$ претерпевает разрыв.

I. Потенциальный ящик

$$V(x) = \begin{cases} 0 & \text{при } 0 \leq x \leq a \\ \infty & \text{при } x < 0, x > a. \end{cases} \quad (3, 1)$$

Волновая функция имеет вид:

$$\psi_q(x) = \begin{cases} 0 & x < 0, x \geq a \\ A \sin \chi_q x, & 0 \leq x \leq a. \end{cases} \quad (3, 2)$$

Из условия $\psi_q(a) = 0$ следует соотношение для дискретных уровней энергии (в обычной системе единиц):

$$E_q = mc^2 \text{ch} \frac{\pi n h}{a m c} \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (3, 4)$$

II. Потенциальная яма

$$V(x) = \begin{cases} -V_0 & \text{при } |x| < b \\ 0 & \text{при } |x| > b. \end{cases} \quad (3, 5)$$

Квазипотенциал и оператор свободной энергии инвариантны относительно преобразования инверсии $x \rightarrow -x$. Все стационарные состояния относятся к состояниям либо с положительной, либо с отрицательной четностью, поэтому достаточно найти решение лишь в области $x > 0$. Волновая функция имеет вид

$$\psi_q(x) = \begin{cases} A^+ \cos \alpha x, & \text{положительная четность} \\ A^- \sin \alpha x, & \text{отрицательная четность} \end{cases} \quad \left. \begin{array}{l} 0 < x \leq b, \\ Be^{-\chi_q x}, \\ x > b, \end{array} \right\}$$

где

$$E_q = mc^2 \cos \chi_q, \quad \text{ch } \alpha = \cos \chi_q + \frac{V_0}{2}. \quad (3, 7)$$

Дискретные уровни энергии получаются из соотношения

$$E_q = mc^2 \cos \chi_q, \quad (3, 8)$$

где χ_q — решения уравнений:

$$\text{tg } \alpha b = \frac{\sin \chi}{\text{sh } \alpha} \quad (3, 9a)$$

для состояний с положительной четностью,

$$\text{ctg } \alpha b = -\frac{\sin \chi}{\text{sh } \alpha} \quad (3, 96)$$

для состояний с отрицательной четностью, соответственно.

В случае сплошного спектра ($E = \text{ch } \chi \geq 1$) получается следующее выражение для коэффициента прохождения:

$$D = \frac{1}{1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\text{sh } \chi_q}{\text{sh } \alpha} - \frac{\text{sh } \alpha}{\text{sh } \chi_q} \right) \sin^2 \alpha a}, \quad (3, 10)$$

где $a = 2b$ — ширина потенциальной ямы.

Отметим одно существенное обстоятельство. Оно непосредственно связано с общей зависимостью между дискретными уровнями энергии и поведением амплитуды рассеяния в комплексной χ -плоскости. Коэффициенты D и R имеют полюсы при чисто мнимых значениях χ , соответствующих дискретным уровням энергии.

В частном случае потенциальной ямы условие обращения D и R в бесконечность:

$$1 + \frac{1}{4} \left(\frac{\text{sh } \chi}{\text{sh } \alpha} - \frac{\text{sh } \alpha}{\text{sh } \chi} \right) \sin^2 \alpha a = 0 \quad (3, 11)$$

эквивалентно уравнениям (3, 9) для дискретных уровней энергии.

§ 4. Дифференциальное квазипотенциальное уравнение

Если ограничиться требованием, чтобы уравнение (1, 2) задавало лишь правильную физическую амплитуду на массовой поверхности, то можно выбрать функцию Грина в виде

$$G_q^{(+)}(x, x') = \frac{1}{[2\pi]} \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{3\pi}{2}} e^{i\chi_k x} \frac{d\chi_k}{\chi_q^2 - \chi_k^2 + i\varepsilon} e^{-i\chi_k x'}. \quad (4, 1)$$

Соответствующее уравнение для волновой функции будет дифференциальным:

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + \chi_q^2 - V(x, \chi_q) \right) \psi_q(x) = 0. \quad (4, 2)$$

Рассмотрим несколько потенциалов, для которых уравнение (4, 2) имеет точное решение.

I.

$$V(x) = \frac{\omega^2 x^2}{2}. \quad (4, 3)$$

Волновые функции имеют вид

$$\psi_n(x) = [V'' \cdot n! 2^n]^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{\omega^2 x^2}{2}} H_n \left(x \sqrt{\frac{\omega}{2}} \right), \quad (4, 4)$$

где H_n — полиномы Эрмита. Энергетические уровни определяются из формулы

$$E_n = mc^2 \text{ch} \left(\sqrt{\omega \left(n + \frac{1}{2} \right)} \right). \quad (4, 5)$$

II.

$$V(x) = -\frac{V_0}{\text{ch}^2 \frac{x}{a}} \quad (4, 6)$$

Волновые функции:

$$\psi(x) = \left(\operatorname{ch} \frac{x}{a}\right)^{-2\lambda} {}_2F_1\left(-\lambda+\kappa, -\lambda-\kappa; \frac{1}{2}; -\operatorname{sh}^2 \frac{x}{a}\right), \quad (4, 7)$$

где

$$\lambda = \frac{1}{4} (\sqrt{4V_0 a^2 + 1} - 1), \quad \kappa = \frac{a|\chi|}{2}. \quad (4, 8)$$

Уровни энергии имеют вид

$$E_n = \cos \left\{ \frac{1}{a} \left[\frac{1}{2} \sqrt{4V_0 a^2 + 1} - \left(n + \frac{1}{2}\right) \right] \right\}, \quad (4, 9)$$

$$n = 0, 1, 2, \dots$$

III.

$$V(x) = V_0 \left(\frac{a}{x} - \frac{x}{a} \right)^2, \quad x > 0. \quad (4, 10)$$

Волновые функции:

$$\phi_n \approx x^\nu e^{-\sqrt{\frac{V_0}{4a^2}} x^2} F\left(-n; \nu + \frac{1}{2}; \sqrt{\frac{V_0}{a^2}} x^2\right), \quad (4, 11)$$

где

$$\nu = \frac{1}{2} (\sqrt{4V_0 a^2 + 1} - 1), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (4, 12)$$

Уровни энергии

$$E_n = \operatorname{ch} \left\{ \frac{2}{a} \sqrt{4V_0} \left[n + \frac{1}{2} + \frac{1}{4} (\sqrt{4V_0 a^2 + 1} - \sqrt{4V_0 a^2}) \right] \right\}. \quad (4, 13)$$

Основываясь на уравнении (4, 2), можно изучить аналитические свойства амплитуды рассеяния. Приведем лишь результат—дисперсионное соотношение для амплитуды прохождения $c(q)$:

$$\operatorname{Re} c(E) = 1 + \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{-1} \frac{\operatorname{Im} c(E')}{E' - E} dE' +$$

$$+ \frac{1}{\pi} P \int_1^{\infty} \frac{\operatorname{Im} c(E')}{E' - E} dE' + \sum_j \frac{\operatorname{res}[c(E), E_j]}{E - E_j}, \quad (4, 14)$$

причем

$$\operatorname{res}[c(E), E_j] = \frac{\sqrt{1 - E_j^2}}{\int_{-\infty}^{\infty} dx f_1(E_j, x) f_2(E_j, x)}, \quad (4, 15)$$

где $f_{1,2}(E, x)$ —решения Йоста, удовлетворяющие следующим граничным условиям:

$$\lim_{x \rightarrow \infty} e^{-i\chi x} f_1(E, x) = 1,$$

$$\lim_{x \rightarrow -\infty} e^{i\chi x} f_2(E, x) = 1, \quad (4, 16)$$

$$\chi = \ln(E + \sqrt{E^2 - 1}).$$

В заключение авторы приносят благодарность В. Р. Гарсеванишвили, А. Д. Донкову, В. Г. Кадышевскому, М. Д. Матееву, Н. Б. Скачкову, А. Н. Тавхелидзе за обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Logunov A. A., Tavkhelidze A. N. Nuovo Cimento, 29, 380 (1963).
2. Kadyshevsky V. G. Nucl. Phys., B6, 125 (1968); Kadyshevsky V. G., Mateeov M. D. Nuovo Cim., 55A, 275 (1968).
3. Tavkhelidze A. N. Lectures on Quasipotential Method in Field Theory, Tata Institute of Fundamental Research, Bombay (1964).
4. Гарсеванишвили В. Р., Матеев В. А., Слепченко Л. А. Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра. т. 1, вып. 1, М., Атомиздат, 1970.
5. Кадышевский В. Г., Мир-Касимов Р. М., Скачков Н. Б. Трехмерная формулировка релятивистской проблемы двух тел. В сб. "Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра", т. 2, вып. 3, М., Атомиздат, 1972.
6. Kadyshevsky V. G., Mir-Kasimov R. M., Skachov N. B. Nuovo Cimento, 55A, 233 (1968).
7. Гольдман П. Н., Кривченко В. Д. Сборник задач по квантовой механике. М., Гостехиздат, 1957.
8. Шапиро И. С. "ДАН СССР", 106, 647 (1956); ЖЭТФ, 42, 1727 (1962).

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступило 18. VII 1972

К. А. Керимов, Р. М. Мир-Гасимов

Икиөлчүлү заман-мекан моделинде квазипотенциал тэнлик ХҮЛАСЭ

Ики чисим масэлесине квазипотенциал жакындашманын татбиги икиөлчүлү мекан-заман фазасында өйрөңилмишдир. Шредингер тен-
лигинин аналогу олан һәр ики тэнлик (фэрг вэ дифференциал) кон-
крет мисалларда тэдгиг едилмишдир.

K. A. Kerimov and R. M. Mir-Kasimov

The quasipotential equation in the two dimensional model of the field theory

SUMMARY

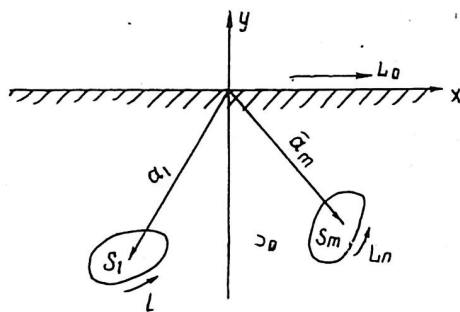
The application of the quasipotential approach to the two-body problem in the two dimensional space and time is considered. Both equations (difference and differential) being the analogs of the Schrodinger equation in the concrete examples have been investigated.

УДК 539 3/6.

С. А. АЛЕСКЕРОВА, Т. В. БАБАЕВ

НАПРЯЖЕННОЕ СОСТОЯНИЕ В ПОЛУБЕСКОНЕЧНОЙ ПЛАСТИНКЕ, КОГДА В НЕЕ ПОСАЖЕНЫ ДИСКИ ИЗ ДРУГОГО МАТЕРИАЛА

1. Рассмотрим упругую полубесконечную пластинку S_0 с упругими постоянными μ_0, κ_0 , когда она ограничена прямой L_0 и имеет конечное число отверстий, ограниченных гладкими контурами L_k , не имеющими общих точек между собой и с прямой L_0 . Допустим, что в отверстия с контурами L_k вставлены с заданными натягами включения S_k с упругими постоянными μ_k, κ_k ($k = 1, 2, 3, \dots, m$) (рис.).



Функции, определяющие напряженное состояние в области

$S_0 + \sum_{k=1}^m S_k$, должны удовлетворять на контуре L_0 граничному условию [1]

$$\varphi_0(t) + t \overline{\varphi_0'(t)} + \overline{\varphi_0(t)} = 0 \quad (1, 1)$$

и на контурах L_k контактным условиям

$$\varphi_0(t) + t \overline{\varphi_0'(t)} + \overline{\varphi_0(t)} = \varphi_k(t) + t \overline{\varphi_k'(t)} + \overline{\varphi_k(t)}, \quad (1, 2)$$

$$\kappa_0 \varphi_0(t) - t \overline{\varphi_0'(t)} - \overline{\varphi_0(t)} = c_k [\kappa_k \varphi_k(t) - t \overline{\varphi_k'(t)} - \overline{\varphi_k(t)}] + 2\mu_0 g_k(t). \quad (1, 3)$$

$$c_k = \frac{\mu_0}{\mu_k}$$

Введем на L_k вспомогательную функцию $\omega_k(t)$ [2, 3]:

$$\omega_k(t) = \frac{1}{2} [\varphi_0(t) - t \overline{\varphi_0'(t)} - \overline{\varphi_0(t)} - \varphi_k(t) + t \overline{\varphi_k'(t)} + \overline{\varphi_k(t)}], \quad (1, 4)$$

тогда из соотношений (1, 2) и (1, 4) найдем

$$\begin{aligned} \varphi_0(t) - \varphi_k(t) &= \omega_k(t), \\ \varphi_0(t) - \varphi_k(t) &= -[\omega_k(t) + \overline{t \omega_k'(t)}]. \end{aligned} \quad (1, 5)$$

На основании соотношений (1, 5), согласно свойствам интеграла типа Коши и теореме аналитического продолжения, введенные в $S_0 + \sum_{k=1}^m S_k$ функции

$$\varphi(z) = \begin{cases} \varphi_0(z) + I_1(z) & z \in S_0 \\ \varphi_k(z) + I_1(z) & z \in S_k \quad (k=1, 2, 3, \dots, m), \end{cases} \quad (1, 6)$$

$$\psi(z) = \begin{cases} \psi_0(z) + I_2(z) & z \in S_0 \\ \psi_k(z) + I_2(z) & z \in S_k \quad (k=1, 2, 3, \dots, m) \end{cases} \quad (1, 7)$$

будут регулярными во всей нижней полуплоскости. Здесь

$$I_1(z) = \sum_{k=1}^m \frac{1}{2\pi i} \int_{L_k} \frac{\omega_k(t)}{t-z} dt, \quad (1, 8)$$

$$I_2(z) = - \sum_{k=1}^m \frac{1}{2\pi i} \int_{L_k} \frac{\overline{\omega_k(t)} + \overline{t \omega_k'(t)}}{t-z} dt.$$

Учитывая соотношения (1, 6) и (1, 7) в условии (1, 1), будем иметь

$$\varphi(t) + t \overline{\varphi'(t)} + \overline{\varphi(t)} = F(t), \quad (1, 9)$$

$$F(t) = I_1(t) + t \overline{I_1'(t)} + I_2(t). \quad (1, 10)$$

Таким образом, задача сводится к первой основной задаче теории упругости для полуплоскости, решение которой будет:

$$\varphi(z) = - \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{F(t)}{t-z} dt, \quad (1, 11)$$

$$\psi(z) = - \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\overline{F(t)}}{t-z} dt - d \varphi'(z).$$

2. Рассмотрим случай, когда контуры L_k представляют собой окружности радиуса r_k , центры которых находятся в точках $z = \bar{a}_k$. На L_k вспомогательную функцию $\omega_k(t)$ будем искать в виде ряда Фурье:

$$\omega_k(t) = \alpha_{0,k} + \sum_{v=1}^{\infty} \left[\alpha_{v,k} \left(\frac{t - \bar{a}_k}{r_k} \right)^v + \alpha_{-v,k} \left(\frac{r_k}{t - \bar{a}_k} \right)^v \right]. \quad (2, 1)$$

Тогда на основании формул (1, 8) найдем

$$\begin{aligned} I_1(z) &= - \sum_{k=1}^m \sum_{v=1}^{\infty} \alpha_{v,k} \left(\frac{r_k}{z - \bar{a}_k} \right)^v, \quad z \in S_0 \\ I_2(z) &= \sum_{k=1}^m \sum_{v=1}^{\infty} \delta_{v,k} \left(\frac{r_k}{z - \bar{a}_k} \right)^v, \end{aligned} \quad (2, 2)$$

где

$$\delta_{1,k} = \alpha_{1,k} + \bar{\alpha}_{v,k}; \quad \delta_{v,k} = \bar{\alpha}_{v,k} - \frac{\bar{a}_k}{r_k} (v-1) \alpha_{-v+1,k} (v-2) \alpha_{-v+2,k} \quad (v=2, 3, 4, \dots)$$

На основании (2, 2) из (1, 10) получим

$$F(t) = \sum_{k=1}^m \sum_{v=1}^{\infty} \left\{ \left[\bar{\delta}_{v,k} + v \bar{a}_{-v,k} + \frac{a_k}{r_k} (v-1) \bar{a}_{-v+1,k} \right] \left(\frac{r_k}{t-a_k} \right)^v - \bar{a}_{-v,k} \left(\frac{r_k}{t-a_k} \right)^v \right\}. \quad (2, 3)$$

Согласно (1, 11) будем иметь:

$$\begin{aligned} \varphi(z) &= \sum_{k=1}^m \sum_{v=1}^{\infty} L_{v,k} \left(\frac{r_k}{z-a_k} \right)^v, \\ \psi(z) &= \sum_{k=1}^m \sum_{v=1}^{\infty} L_{v,k}^* \left(\frac{r_k}{z-a_k} \right)^v, \end{aligned} \quad (2, 4)$$

где

$$\begin{aligned} L_{v,k} &= \bar{\delta}_{v,k} + v \bar{a}_{-v,k} + \frac{a_k}{r_k} (v-1) \bar{a}_{-v+1,k}, \\ L_{v,k}^* &= v L_{v,k} + \frac{a_k}{r_k} (v-1) L_{v-1,k} - \bar{a}_{-v,k}. \end{aligned}$$

Подставим (2, 4) в соотношения (1, 6) и (1, 7). Тогда

$$\begin{aligned} \varphi_0(z) &= \sum_{k=1}^m \sum_{v=1}^{\infty} \left[L_{v,k} \left(\frac{r_k}{z-a_k} \right)^v + \bar{a}_{-v,k} \left(\frac{r_k}{z-a_k} \right)^v \right], \\ \psi_0(z) &= \sum_{k=1}^m \sum_{v=1}^{\infty} \left[L_{v,k}^* \left(\frac{r_k}{z-a_k} \right)^v - \bar{\delta}_{v,k} \left(\frac{r_k}{z-a_k} \right)^v \right] \end{aligned} \quad (2, 5)$$

и на L_k справедливо следующее разложение;

$$\begin{aligned} \sum_{k=1}^m \sum_{v=1}^{\infty} L_{v,k} \left(\frac{r_k}{t-a_k} \right)^v &= \sum_{k=1}^m \sum_{v=0}^{\infty} D_{v,k} \left(\frac{t-\bar{a}_k}{r_k} \right)^v, \\ \sum_{k=1}^m \sum_{v=1}^{\infty} L_{v,k}^* \left(\frac{r_k}{t-a_k} \right)^v &= \sum_{k=1}^m \sum_{v=0}^{\infty} D_{v,k}^* \left(\frac{t-\bar{a}_k}{r_k} \right)^v, \end{aligned} \quad (2, 6)$$

где

$$\begin{aligned} D_{v,k} &= \sum_{v_1=1}^{\infty} L_{v_1,k} C_{-v_1}^v \left(\frac{r_k}{a_k-a_k} \right)^{v_1+v}, \\ D_{v,k}^* &= \sum_{v_1=1}^{\infty} L_{v_1,k}^* C_{-v_1}^v \left(\frac{r_k}{a_k-a_k} \right)^{v_1+v}. \end{aligned}$$

Учитывая (1, 5) в условии (1, 3), получим

$$(1-c_n) \left[\frac{x_0-x_n c_n}{1-c_n} \varphi_0(t) - t \overline{\varphi_0(t)} - \psi_0(t) \right] + c_n (1+x_n) \omega_n(t) = 2\mu_0 g_n(t) \quad (n=1, 2, 3, \dots m). \quad (2, 7)$$

Здесь $g_n(t)$ — скачок вектора смещений:

$$g_n(t) = \frac{t-\bar{a}_n}{r_n} \delta r_n. \quad (2, 8)$$

С учетом (2, 5), (2, 6) и (2, 8) из (2, 7) после простых преобразований получим бесконечную систему линейных уравнений:

$$\begin{aligned} (1-c_n) \sum_{k=1}^m \left(\frac{x_0-x_n c_n}{1-c_n} D_{0,k} - \bar{D}_{0,k}^* - 2\bar{D}_{2,k} - \frac{\bar{a}_k}{r_k} \bar{D}_{1,k} \right) + \\ + c_n (1+x_n) \alpha_{0,n} = 0, \\ (1-c_n) \sum_{k=1}^m \left(\frac{x_0-x_n c_n}{1-c_n} D_{1,k} + \bar{\delta}_{1,k} - \bar{D}_{1,k} \right) + c_n (1+x_n) \alpha_{1,n} = 2\mu_0 \delta r_n, \\ (1-c_n) \sum_{k=1}^m \left[\frac{x_0-x_n c_n}{1-c_n} D_{v,k} + \bar{\delta}_{v,k} + (v-2) \bar{a}_{-v+2,k} + (v-1) \frac{\bar{a}_k}{r_k} \bar{a}_{-v+1,k} \right] + \\ + c_n (1+x_n) \alpha_{v,n} = 0 \quad (v=2, 3, 4, \dots), \\ (1-c_n) \sum_{k=1}^m \left[\frac{x_0-x_n c_n}{1-c_n} \alpha_{-v,k} - \bar{D}_{v,k}^* - (v+2) \bar{D}_{v+2,k} - \right. \\ \left. - (v+1) \frac{\bar{a}_k}{r_k} \bar{D}_{v+1,k} \right] + c_n (1+x_n) \alpha_{-v,n} = 0 \quad (v=1, 2, 3, \dots). \end{aligned}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Мусхелишвили Н. И. Некоторые основные задачи математической теории упругости. Изд-во АН СССР, 1966.
2. Амензаде Ю. А. Изв. АН СССР, „механика“, 1965, № 1.
3. Шерман Д. И. Об одной задаче теории упругости. „ДАН СССР“. т. XXVII, 1940, № 9.

АЗИНЕФТЕХИМ

Поступило 5. XI 1972

С. А. Элэскэрова, Т. В. Бабајев

Башга материалдан олан дисклэр кејдирилмиш јарымсонсуз
лөвһәнин кәркинлик вәзијјәти

ХҮЛАСӘ

Мәгаләдә дәирәви дискләр кејдирилмиш јарымсонсуз лөвһәнин кәркинлик вәзијјәтинин тәдқиғиндән бәһс едилмишдир. Лөвһәнин вә кејдирилмиш дискләрин материаллары мұхтәлифдир. Мәсәләнин һәлли сонсуз хәтти чәбри тәнликләр системинә кәтирилмишдир.

S. A. Aleskerova, T. V. Babayev

The strained state in the semi-extreme plate when the disks
of another material are put into it

SUMMARY

The strained state in the semi-extreme plate when the disks of another material are put into it is investigated in this article; the solution of the problem is reduced to the recurring linear equations system.

УДК 536.22; 541.135

Ф. Г. ФАТУЛЛАЕВ, А. М. КЕРИМОВ

КОНЦЕНТРАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ СОЛЕЙ И ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРОВ ИОНОВ НА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

Полученные нами экспериментальные результаты [1] показали, что теплопроводность водных растворов солей нелинейно зависит от весовой концентрации растворенной соли (рис. 1). Анализом опытных данных установлено, что теплопроводность водных растворов солей в зависимости от весовой концентрации при температуре 20°C хорошо описывается предложенной нами формулой:

$$\lambda = \lambda_v + \alpha p + \beta p^{3/2}, \quad (1)$$

где λ и λ_v — соответственно теплопроводность раствора и воды, p — весовая концентрация, α и β — коэффициенты пропорциональности, зависящие от рода соли.

Значения коэффициентов α и β в формуле (1) вычислены из экспериментальных данных методом наименьших квадратов на ЭВМ „Наири-2“ и приведены в табл. 1.

Таблица I

Коэффициенты α и β в уравнении (1)

Соли	KCl	CSl	GaCl ₂	BaCl ₂	BaBr ₂	BaI ₂
Коэфф.иц.						
α	-0,0011	-0,0026	-0,0006	+0,0006	-0,0008	-0,0012
β	-0,0003	-0,0001	-0,0002	-0,00004	-0,00002	-0,0002

Отличие вычисленных по формуле (1) значений теплопроводности водных растворов солей от результатов измерений в подавляющем большинстве случаев лежит в пределах 1–2%.

Коэффициенты α и β в уравнении (1) описывают взаимодействие ионов с молекулами воды. Коэффициент β характеризует зависимость теплопроводности исследованных водных растворов солей от плотности ионов, обусловленных ростом концентрации раствора. В данном случае β оценено только количественно (табл. 1), а качественное поведение его будет рассмотрено в дальнейших исследованиях теплопроводности водных растворов трехкомпонентных систем.

В настоящей статье дается описание величины α и характера его изменения. Величина этого коэффициента состоит из двух слагаемых, одно из которых относится к аниону, а другое к катиону (случай разбавленных растворов и полной диссоциации). Определить каждое из слагаемых в отдельности можно при помощи какого-либо дополнительного условия, связывающего их. Одним из таких условий может служить предположение, что ионы I^- и Cs^+ оказывают

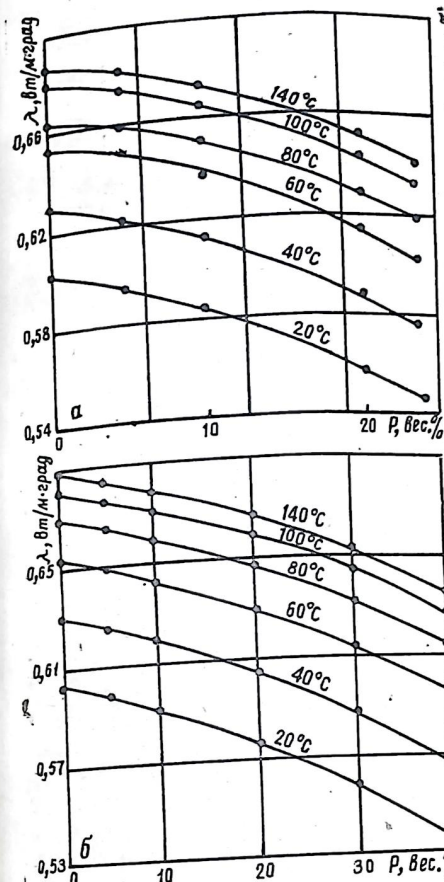


Рис. 1. Зависимость теплопроводности водных растворов KCl (а) и CaCl₂ (б) от весовой концентрации.

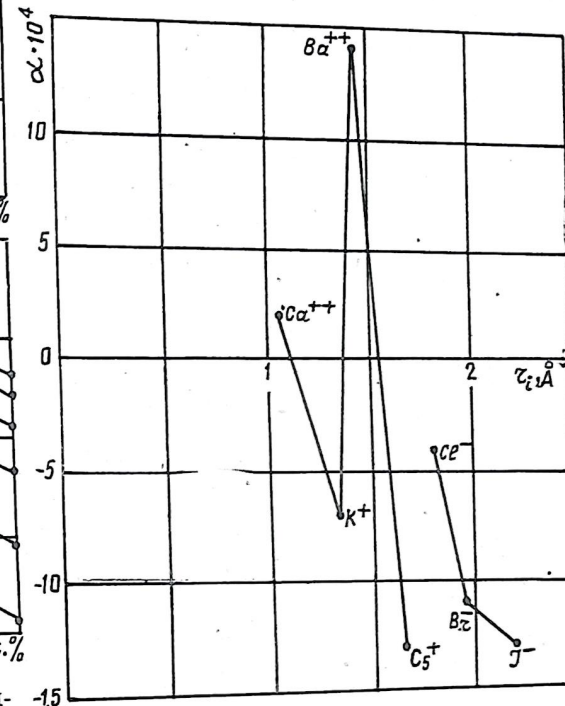


Рис. 2. Зависимость коэффициента α от радиуса иона r_i .

одинаковое действие на растворы. Это предположение было сделано Лауге и Мищенко [2] при вычислении теплот гидратации ионов. Капустинский с сотрудниками пользовались этим условием при вычислении кажущихся объемов, энтропий смещений [3] и кажущихся теплопроводностей ионов [4]. Пользуясь этим условием, можно предположить, что ионы I^- и Cs^+ в одинаковой мере изменяют теплопроводность раствора. Коэффициент первого концентрационного члена в уравнении (1) для соли CsJ равен $\alpha(Cs^+) = -26 \cdot 10^{-4}$. Используя правило аддитивности, вычислим

$$\alpha(Cs^+) \text{ и } \alpha(I^-); \alpha(Cs^+) = \alpha(I^-) = -13 \cdot 10^{-4}.$$

Используя эти результаты и данные табл. 1, для остальных ионов получим значения α , приведенные в табл. 2.

На рис. 2 показана зависимость коэффициента α от радиуса иона r_i (r_i — ионные радиусы по Гольдшмиду [5]). Как видно, влияние иона на теплопроводность раствора возрастает с увеличением радиуса иона.

У катионов величина α изменяется от положительного для Ca и Ba до отрицательного значения у K, причем с увеличением радиуса иона абсолютное значение α возрастает. Ионы Ca^{++} и Ba^{++} являются

Таблица 2

Величины α для ионов

Ионы (катионы)	$\alpha \cdot 10^4$	Ионные радиусы, Å	Ионы (анионы)	$\alpha \cdot 10^4$	Ионные радиусы, Å
K ⁺	-7	1,33	Cl ⁻	-4	1,81
Cs	-13	1,65	Br ⁻	-11	1,96
Ca ⁺⁺	+2	1,06	I ⁻	-13	2,20
Ba ⁺⁺	+14	1,43	—	—	—

положительно гидратированными. Их действие состоит в небольшом увеличении теплопроводности раствора. Отрицательно гидратированные ионы Ca⁺⁺ и Ba⁺⁺ уменьшают теплопроводность раствора, причем тем в большей степени, чем больше радиус иона.

У анионов величина α также отрицательна. С возрастанием радиуса аниона в ряду отрицательно гидратированных ионов Cl⁻, Br⁻, I⁻ увеличивается абсолютное значение коэффициента α , то есть усиливается эффект уменьшения теплопроводности раствора.

Ионы K⁺, Cl⁻, Br⁻, I⁻ по размерам больше молекулы воды. Поэтому можно сделать вывод, что ионы, которые по своим размерам больше молекул воды, уменьшают теплопроводность раствора, причем тем в большей мере, чем больше их радиус. Ионы в растворе как бы экранируют передачу тепла по водородным связям. Эффект экранирования оказывается более значительным, чем эффект увеличения теплопроводности за счет возрастания числа молекул в пустотах при разрушении структуры воды отрицательно гидратированными ионами. Экранирование может затрывать не только каркасные молекулы, но и молекулы, находящиеся в пустотах. Это будет происходить в тех случаях, когда искажение структуры воды большими по размерам ионами окажется столь значительным, что приведет к перекрытию каналов структуры, по которым могут перемещаться пустотные молекулы, и уменьшения средней длины этих каналов.

Представление о перекрытии каналов и уменьшение их средней длины под действием разрушающих структуру ионов позволяет объяснить связь эффекта уменьшения теплопроводности раствора с радиусом иона, которая состоит в том, что с возрастанием радиуса иона усиливается эффект уменьшения теплопроводности. Чем крупнее ион, тем сильнее он искажает структуру воды и тем больше оказывает экранирующее действие на молекулы, находящиеся в пустотах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Керимов А. М., Фатуллаев Ф. Г. „Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-техн. и матем. наук“, 1972, № 1.
2. Lange E., Muschenko K. P. Z. Phys. Chem. 1930, A. 149, 1.
3. Капустинский И. В., Рузавин И. И. ЖФХ, 1956, № 3.
4. Капустинский И. В., Дракин С. И., Якушевский. ЖФХ, 1953, № 3.
5. Гольдшмидт В. „Кристаллохимия“, К., ОНТИ, 1937.

АзНИИ Энергетики
им. И. Г. Есьмана

Поступило 27. X 1972

Ф. Н. Фатуллаев, Э. М. Керимов

Дузларын суда мѣллулларынын истиликкечирмѣсинин концентрасиядан асылылыгы вѣ ионларын ѳлчѳлеринин истиликкечирмѣжѣ тѣ'сири

ХУЛАСѢ

Мѣгалѣдѣ тѣдгиг олунмуш дузларын мѣхтѣлиф чѣки концентрасияларында су да мѣллулларынын истилик кѣчирмѣсини 20°C температурада ѳесабламаг ѳчѳн дѣстур верилмишдир. ѳлчѳлеримизин нѣтичѣсинѣ ѳсасланараг дѣжѣ билѣрик ки, суѳун молекулундан бѣјѳк олан ионлар (мѣнфи гидратасиялы ионлар) мѣллулларын истиликкечирмѣсини азалдыр. Бу азалма ион радиуслары бѣјѳдѳкчѣ даѳа да бѣјѳјѳр.

Гидрокен ѳлагѣлеринин хѳусуи истиликкечирмѣси ѳаггында Палмерин вѣ Ејкенин тѣсѣввѳрлѣринѣ ѳсасланараг белѣ изаѳ олунур ки, мѣллулларын истиликкечирмѣсинин азалмасы мѣллулдакы ионларын гидрокен ѳлагѣлерини гырмасы вѣ ѳзлѣринин иштиракы илѣ гидрокен ѳлагѣси бѣјѳнча истиликкечирмѣни екранлашдырмалары илѣ ѳлагѣдардыр.

F. G. Fatullayev A. M. Kerimov

Concentration—heat conductivity dependcne of salt water solutions and influence of ion siges on heat conductivity

The paper gives the expressions of the concentration—heat conductivity dependence of salt water solutions and explains the influence of the ion siges on the heat conductivity of the solution.

Т. С. АГАЕВ, Т. Э. КАФАРОВ, А. М. КЕРИМОВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛОТНОСТИ ХЛОРБЕНЗОЛА ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ И ТЕМПЕРАТУРАХ

Развитие промышленной энергетики и отраслевой химической промышленности требует надежных данных по теплофизическим свойствам галоидопроизводных бензола в широкой области параметров состояния.

Из веществ ряда $C_6H_6-C_6H_5G$ (где G —галоген) экспериментальному исследованию p, ρ, T -зависимости подвергались только бензол [1—4], фторбензол [5, 6] и хлорбензол [7]. Давления насыщенных паров получены для бензола [2—7], фторбензола, хлорбензола, пента- и гексафторбензолов [7—9]. Анализ перечисленных экспериментальных работ показывает, что для фторбензола и хлорбензола имеются обширные области параметров состояния, где экспериментальные данные отсутствуют (особенно при давлениях выше критических).

С этой целью, т. е. для исследования плотности галоидопроизводных бензола в широкой области параметров состояния (сверхкритическая область и область вблизи критической точки, области жидкого состояния и пара, а также двухфазного состояния), нами создана экспериментальная установка, отличающаяся простотой конструкции составляющих ее узлов и высокой надежностью в работе. Последнее удалось добиться за счет применения взамен жидкостного разделителя оригинального комбинированного мембранно-ртутного разделителя высокой чувствительности. Применение такого разделителя исключило нежелательный во многих случаях контакт исследуемого вещества со ртутью. При создании экспериментальной установки особое внимание уделялось обеспечению высокой точности измерений опытных величин при сохранении простоты проведения эксперимента.

Установка создана на основе метода пьезометра постоянного объема, предложенного ранее С. Л. Ривкиным и Т. С. Ахундовым, обладающего существенными преимуществами при исследовании веществ в области температур выше комнатных. В этом методе давление p и температура T образца, находящегося в пьезометре, измеряются непосредственно. Исследуемая плотность рассчитывалась по формуле:

$$\rho(p, T) = \frac{M}{V_{п.г.}}$$

Объем пьезометра при атмосферном давлении и комнатной температуре определялся предварительно посредством заполнения его водой, а при рабочих условиях—расчетом с введением поправок на термиче-

ческое расширение и деформацию под действием сил давления. Масса M —путем непосредственного взвешивания ампулы, в которую выпускается образец из пьезометра. Вентиль, запирающий рабочий объем и разделитель, установлен при комнатной температуре, что обеспечивает высокую надежность, исключаящую потери вещества из пьезометра и простоту обращения (рис. 1).

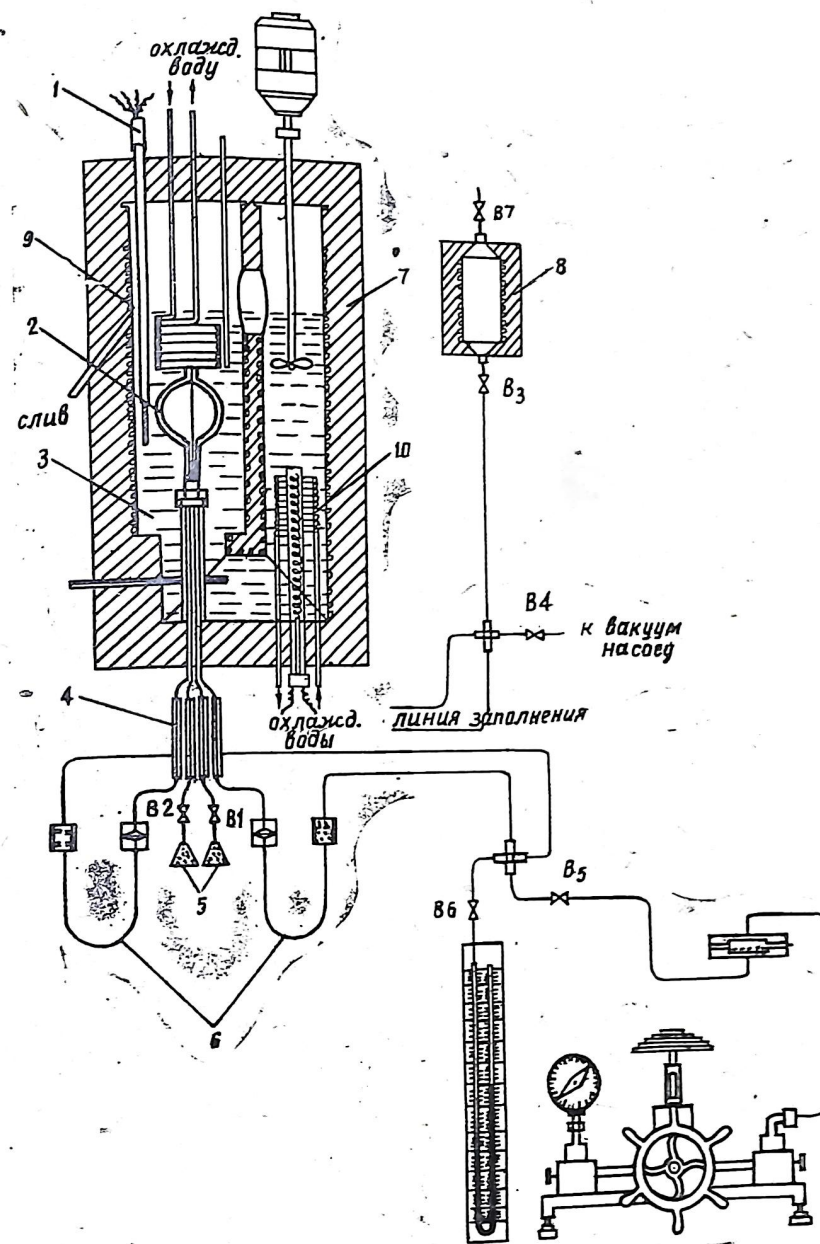


Рис. 1—платиновый термометр сопротивления; 2—пьезометр; 3—жидкостный термостат; 4, 9, 10—холодильники; 5—ампула; 6—разделитель; 7—мешалка; 8—сосуд заполнения.

Проблема точного учета изменения массы образца в балластном объеме решена за счет того, что последний выполнен достаточно малым ($\sim 0,2 \text{ см}^3$) и применен метод "запаянного капилляра". Балластный объем в зоне переменной температуры составляет $\sim 0,03 \text{ см}^3$ или 0,02% от объема пьезометра.

Описанная установка состоит из следующих систем: 1) жидкостный термостат, 2) пьезометр и система высокого давления, 3) система заполнения пьезометра образцом.

Жидкостный термостат 3 рассчитан на работу в диапазоне температур от 20 до 400°C и поддерживает ее с точностью 0,005÷0,01°C. Термостатирующая жидкость до 200°C—трансформаторное масло и масло „Валор Т“, при более высоких температурах—расплавленная селитра (50% NaNO_3 , 50% KNO_3), температура плавления которой 150°C.

Для измерения температуры исследуемой жидкости использовались два образцовых платиновых термометра сопротивления конструкции ВНИИФТРИ, которые имели характеристики: $\delta = 1,499$, $R_0 = 10,0601$ ом и $\delta = 1,497$, $R_0 = 10,1899$ ом. Сопротивления термометров измерялись компенсационным методом с применением потенциометра -Р375 класса точности по группе А и образцовой катушки сопротивления с точностью до 0,001%. Показания обоих термометров сопротивления совпадали до 0,01°C. Точность измерения температуры составляла 0,01—0,02°C. Стабильность показаний—не хуже тысячных долей градуса.

Пьезометр сферической формы изготовлялся из нержавеющей стали марки IX18H9T с наружным диаметром 120 мм и внутренним 65 мм. Объем пьезометра при 20°C и $P = 1$ бар составлял 138,076 см³. Пьезометр капиллярами соединен с миниатюрным запирающим вентилем иглочатого типа В1 и разделителем 6. Второй разделитель связан с одной стороны с „запаянным“ капилляром, а с другой, как и первый разделитель, с поршневыми манометрами МП-600, МП-60 и МП-6 класса 0,05, с помощью которых измеряется давление образца в пьезометре. Разделительная система 6, выполняющая роль чувствительного дифференциального нуля манометра, состоит из первичного прибора—мембранной коробки, в которой зажата тонкая мембрана толщиной 0,05 мм из стали IX18H9T, и вторичного прибора—смотрового устройства. Разбаланс давления фиксируется по перемещению уровня ртути в канале Ø 0,8 мм плексигласового цилиндра, который запрессован в стальную обойму. По торцам цилиндр зажат фланцами, имеющими конические выступы.

Измерения показали, что чувствительность дифманометра составляет $\sim 4 \cdot 10^{-3}$ атм на одно деление шкалы. Разделительная система выдерживает одностороннее давление не менее 100 атм, причем градуировка ее не нарушается. Точность введения остальных поправок к показаниям манометра очень высока, так что общая погрешность в измерении давления практически соответствует классу точности поршневого манометра, т. е. 0,05% от измеряемого давления.

Система заполнения пьезометра веществом представляет собой сосуд, выполняющий роль деаэрата. При заполнении сосуд соединяется с пьезометром через вентиль В1. Освобожденное от воздуха вещество сливается в пьезометр. Нагревая сосуд заполнения, можно повысить давление в пьезометре. Установка включает в себя и вакуумную систему, которая используется для эвакуации пьезометра и коммуникации. Однако после проведения одного опыта и понижения температуры термостата до комнатной в пьезометре создается достаточно глубокий вакуум и для очередного заполнения установки требуется вакуумировать только коммуникации. Выпуск вещества из пьезометра и „запаянного“ капилляра осуществляется через вентили В1 и В2, имеющие на концах капилляры Ø 0,2 мм, в бюкс 7. Нв концы капилляров припаяны конические пробки, плотно входящие в шлифы бюкса. На боковой поверхности пробок по образующей имеются небольшие канавки, через которые внутреннее пространство

35,1°C	
P, кг/см ²	$\alpha/\text{см}^3$
301,31	1,1133
264,61	1,1109
239,06	1,1090
211,93	1,1069
129,57	1,1004
67,8	1,0953
15,41	1,0909
61,91°C	
323,75	1,0894
277,81	1,0857
226,31	1,0813
169,25	1,0763
9	1,0699
34,432	1,0636
100,16	1,0616
15,262	1,0606
5,671	
91,49°C	
301,06	1,0585
251,51	1,0543
192,07	1,0485
135,40	1,0425
92,87	1,0378
39,87	1,0318
8,42	1,0280
123,1°C	
276,00	1,0254
220,72	1,0201
154,73	1,0121
95,19	1,0044
52,242	0,9985
20,032	0,9940
156,46°C	

P, кг/см ²	$\alpha/\text{см}^3$
267,13	0,9922
192,09	0,9820
127,17	0,9722
77,90	0,9641
28,371	0,9553
10,540	0,9519
2,138	0,9507
2,009	0,9500
170,00°C	
172,32	0,9662
135,30	0,9601
102,61	0,9545
60,00	0,9466
31,44	0,9408
3,271	0,9354
3,221	0,9347
3,171	0,9227
190,00°C	
316,054	0,9678
279,386	0,9623
243,047	0,9560
211,399	0,9515
172,115	0,9446
144,398	0,9395

93,661	0,9294
42,507	0,9182
19,247	0,9125
6,267	0,9092
4,658	0,9080
4,639	0,9017
210,00°C	
328,28	0,9505
275,970	0,9421
231,351	0,9342
5	0,9242
138,899	0,9158
86,796	0,9037
40,798	0,8916
19,459	0,8854
9,388	0,8825
5,859	0,8815
5,850	0,8610
5,840	0,7022
5,818	0,2619
5,818	0,1921
331,650	0,9312
287,631	0,9233
228,603	0,9118
183,005	0,9019
133,146	0,8900
85,907	0,8774
48,441	0,8655
32,341	0,8602
18,077	0,8549
11,162	0,8523
8,313	0,8512
8,230	0,8036
8,228	0,6567
165,118	0,8747
129,845	0,8646
96,106	0,8529
66,727	0,8435
20,522	0,8240
12,948	0,8203
11,407	0,8146
11,405	0,8061
11,399	0,7910
304,534	0,8848
250,083	0,8721
207,720	0,8610
170,193	0,8501
127,406	0,8360
89,318	0,8215
52,516	0,8046
28,096	0,7906
18,124	0,7848
15,446	0,7830
15,206	0,7605
15,206	0,7291

35,1°C		156,46°C	
P, кг/см²	ρ, г/см³	P, кг/см²	ρ, г/см³
290,00°C		310,00°C	
327,325	0,8683	324,862	0,8471
274,088	0,8552	272,263	0,8326
223,195	0,8409	208,484	0,8153
178,512	0,8265	161,743	0,7933
128,657	0,8074	110,300	0,7680
69,592	0,7783	75,596	0,7454
34,894	0,7545	54,204	0,7255
22,175	0,7435	38,799	0,7115
20,197	0,7318	35,042	0,7069
20,092	0,6079	29,346	0,6989
20,069	0,3636	26,219	0,6929
		26,179	0,6877

бюкс сообщается с атмосферой. Взвешивание бюкс производится на аналитических весах ВЛА-200 с точностью до 0,1 мг при чувствительности весов 0,1 мг. Поправка на балластный объем, определяемая с помощью "запаянного" капилляра, не превышала 30 мг и вносилась с точностью не более 0,1 мг.

Плотность хлорбензола (C_6H_5Cl) измерялась у образцов, имеющих согласно хроматографическому анализу примеси не более 0,4%. Исследование плотности хлорбензола проводилось в диапазоне температур 35÷310°C и давлений 2÷400 кг/см². Она была измерена на 13 изотермах: 35,10; 61,91; 91,49; 123,10; 156,46; 170,00; 190,00; 210,00; 230,00; 250,00; 270,00; 290,00; 310,00°C. Максимальная суммарная относительная ошибка определения плотности для большей части измерений не превышает 0,07% и возрастает до 0,15% при малых плотностях.

Экспериментальные данные по плотности хлорбензола, полученные из опытов по изотермам, приведены в таблице.

ЛИТЕРАТУРА

1. Conolly J. F. Kondals J. Chem. and Eng. Date 7, № 1 137, 1962.
2. Абдуллаев Ф. Т. Экспериментальное исследование термических свойств бензола и толуола при высоких давлениях и температурах. Канд. дисс. АзИНефтехим Баку, 1971.
3. Douslin D. R. et. al. T. Amer. chem. soc., 80, 9, 2031, 1958.
4. Schornack L. G., Eckert C. A. T. phys. chem., 74, № 5, 3014, 1970.
5. Young S. Sc. Pr. R. Dublin soc. Nouv. ser., 12, 374, 1910.
6. Zmaczynski M. A. T. chem. phys., 27, 503, 1930.
7. Patrick C. R. Prosses G. S. Trans. Far soc., 60, part. 4, 700, 1964.
8. Consell T. F. It. al. Trans Far. soc., 61, part. 2, 212, 1965.
9. Leland F. W., Chapple P. S. Ind and Eng. chem., 60, № 7, 15, 1968.

АзНИИЭнергетики им. И. Г. Есьмана

Поступило 3. XI 1972

Т. С. Агаев, Т. А. Гафаров, Э. М. Керимов

Хлорбензолун сыхлыгынын жүксак тэзјиг вэ температур интервалында тэчрүби тэдгиги

ХҮЛАСЭ

Магаләдә хлорбензолун сыхлыгынын жүксак тэзјиг вэ температур интервалында тэдгигинин методу, конструкцијасы, һәм дә хлорбензолун сыхлыгынын тэчрүби нәтичәләри (35,1°C-дән 310°C-јә, тэзјиги исә 2 кг/см²-дән 400 кг/см²-ә гәдәр) верилмишдир.

T. S. Agaev, T. A. Kafarov A. M. Kerimov,

The experimental explorations of density of chlorobenzene at a high pressures and a temperature.

SUMMARY

In this article method and design of experimental installation for explorations of density chlorobenzene in wide area of parameters and state have been described and results of measurement of density aducep at temperature from 735,1°C to 310°C and pressures 2—400 kg/sm².

А. А. ГЫЛМАНОВ, С. К. АХУНДОВ

РЕГУЛЯРНЫЙ РЕЖИМ ПЛОСКОГО НЕСИММЕТРИЧНОГО БИКАЛОРИМЕТРА

Элементарная теория плоского несимметричного бикалориметра изложена в монографии [1]. Мы дадим точное решение в более общем случае, когда толщина и теплоемкость теплоизоляционных обкладок, отделяющих теплопроводное „металлическое“ ядро от окружающей среды, произвольны, а теплообмен со средой весьма интенсивен.

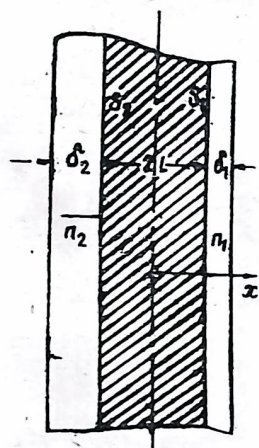


Рис. 1

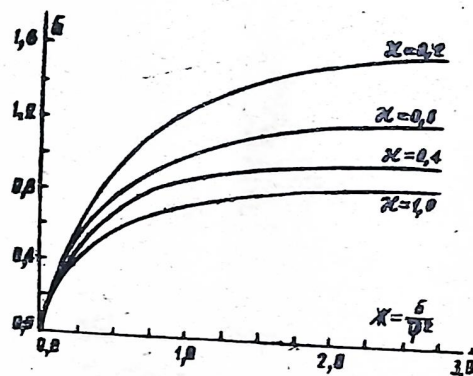


Рис. 2

На рис. 1 представлена схема такого бикалориметра с разными обкладками 1 и 2 толщиной δ_1 и δ_2 . Толщина ядра $2L$. В случае одинаковой теплопроводности обкладок расчетные формулы, согласно работе [2], будут иметь вид:

$$\lambda = \frac{\delta m \Phi}{B}; B = \sum_{i=1,2} \frac{\bar{\delta} \cdot S_i}{\delta_i \cdot S} B_i; B_i = -\delta_i \cdot \left(\frac{d\tau_i}{dn_i} \right)_{\tau_i}; B = \mathcal{K} \bar{\varphi}^{-2};$$

$$\mathcal{K} = \frac{C'}{C} \cdot \frac{V}{\bar{\delta} S}; \bar{\varphi} = \bar{\delta} \cdot \sqrt{\frac{m}{a}}; \bar{\delta} = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2}; \bar{\varphi} = \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2};$$

$$S = S_1 + S_2;$$

Здесь λ и a — коэффициенты тепло- и температуропроводности обкладок, $\bar{\delta}$ — средняя толщина, m — темп регулярного режима, S, C' —

площадь поверхности и теплоемкость ядра, $\Phi = \frac{C'}{S}$ — параметр ядра, C — общая теплоемкость обкладок, V — их объем, U_i — собственные функции, n_i — нормали к обкладкам; $B, \mathcal{K}, \varphi$ — критерии регулярного режима.

Для плоских обкладок собственные функции имеют вид:

$$U_1 = \cos(\mu x + \omega_1), U_2 = \cos(\mu x + \omega_2), \mu = \sqrt{\frac{m}{a}}. \quad (2)$$

Граничные условия:

$$U_1|_{x=L+\delta_1} = 0, U_2|_{x=-(L+\delta_2)} = 0. \quad (3)$$

Эти условия послужат для исключения величин ω_1 и ω_2 .

Критерии B_i рассчитываются по формулам (1) с использованием (2) и (3):

$$B_1 = -\delta_1 \cdot \left(\frac{dU_1}{dx} \right)_{x=L} = \mu \delta_1 \cdot \frac{\sin(\mu L + \omega_1)}{\cos(\mu L + \omega_1)} = \varphi_1 \cdot \text{ctg } \varphi_1, \quad (4)$$

$$B_2 = -\delta_2 \cdot \left(\frac{dU_2}{d(-x)} \right)_{x=-L} = -\mu \delta_2 \cdot \frac{\sin(-\mu L + \omega_2)}{\cos(-\mu L + \omega_2)} = \varphi_2 \cdot \text{ctg } \varphi_2,$$

$$B = \frac{\bar{\delta} \cdot S_1}{\delta_1 \cdot S} \cdot B_1 + \frac{\bar{\delta} \cdot S_2}{\delta_2 \cdot S} \cdot B_2 = \frac{1 + \chi}{4\chi} (B_1 + \chi \cdot B_2), \chi = \frac{\delta_1}{\delta_2} = \frac{\varphi_1}{\varphi_2}.$$

φ_2	φ_1	B	$\bar{\varphi}$	$\mathcal{K}$	φ_2	φ_1	B	$\bar{\varphi}$	$\mathcal{K}$
$\chi = 1,2$									
0,0	0,00	1,80	0,00	∞	0,0	0,00	1,41	0,00	∞
0,5	0,10	1,77	0,30	19,65	0,5	0,15	1,37	0,32	12,02
0,8	0,16	1,72	0,48	7,46	0,8	0,24	1,32	0,52	4,86
1,0	0,20	1,67	0,60	4,64	1,0	0,30	1,26	0,65	2,98
1,3	0,26	1,60	0,78	2,63	1,2	0,36	1,19	0,78	1,92
1,5	0,30	1,49	0,90	1,86	1,3	0,39	1,14	0,84	1,60
1,8	0,36	1,28	1,08	1,09	1,5	0,45	1,04	0,97	1,09
2,0	0,40	1,14	1,20	0,79	1,6	0,48	0,98	1,04	0,91
2,2	0,44	0,92	1,32	0,53	1,8	0,54	0,84	1,17	0,61
2,5	0,50	0,36	1,50	0,16	2,0	0,60	0,65	1,30	0,38
2,6	0,52	0,10	1,56	0,04	2,2	0,66	0,41	1,43	0,12
$\chi = 0,3$									
0,0	0,00	1,22	0,00	∞	0,0	0,00	0,92	0,91	1,11
0,5	0,20	1,18	0,35	9,66	1,5	0,60	0,80	1,05	0,73
0,8	0,32	1,12	0,56	3,56	1,8	0,72	0,57	1,26	0,36
1,0	0,40	1,05	0,70	2,15	2,0	0,80	0,36	1,40	0,16
$\chi = 0,4$									
0,0	0,00	1,22	0,00	∞	1,3	0,52	0,92	0,91	1,11
0,5	0,20	1,18	0,35	9,66	1,5	0,60	0,80	1,05	0,73
0,8	0,32	1,12	0,56	3,56	1,8	0,72	0,57	1,26	0,36
1,0	0,40	1,05	0,70	2,15	2,0	0,80	0,36	1,40	0,16

Зависимость B от $\mathcal{K}$ строится по точкам следующим образом. Для конкретного χ задаем ряд значений параметра φ_2 , параметры φ_1 и $\bar{\varphi}$, а затем находим критерии B_1 и B_2 и B из формул (4). Далее из (1) находим критерий $\mathcal{K}$ по известным B и $\bar{\varphi}$. График зависимости $B(\mathcal{K})$ неограниченного несимметричного плоского бикалориметра для значений $\chi = 1,0; 0,4; 0,3$ и $0,2$ представлен на рис. 2 и в таблице. Из формул (1) и (4) при $\chi = 1$ (симметричный случай) получаем известную расчетную формулу (1) плоского симметричного бикалориметра.

1. Кондратьев Г. М. Регулярный тепловой режим. ГИТТЛ, М.—Л., 1954
2. Гылманов А. А. Регулярный тепловой режим двухсоставных систем. Материалы научной сессии проф.-преп. состава АПИ им. В. И. Ленина за 1966—1970 гг. Баку, 1971.

АПИ им. В. И. Ленина

Поступило 16. XI 1972

А. Э. Гылманов, С. К. Ахундов

Гејри-симметрик јасты бикалориметрин мунтэзэм истилик
режими

ХҮЛАСӘ

Мәгаләдә гејри-симметрик јасты бикалориметрин мунтэзэм истилик режиминә бахылмышдыр. Г. М. Кондратјев вә А. Ф. Бегункова тәрәфиндән һәммин мәсәләнин тәхмини һәлли верилмишдир. Кәстәрилән мүүәлифләрден фәргли олараг бу ишдә гејри-симметрик јасты бикалориметрин мунтэзэм истилик режими дәгиг һәлл едилмишдир.

А. А. Gilmanov, S. K. Akhundov

Regular conditions of plane asymmetrical bicalorimetre

SUMMARY

There is an exact solution of the problem of regular conditions of asymmetrical plane bicalorimetre—the device for determination of heat-conductibility of the isolators. Previously there was an approximate solution of the problem. The exact solution has been achieved at the accuracy of using dimensionless criterial data B , being specific for the regular conditions. The dependence on B on has been calculated and represents in the table and the diagram so as to make it convenient for utilization.

Л. Г. МУСАЕВА, А. Э. БАХЫШЕВ, М. Д. ХОМУТОВА, Г. А. АХУНДОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИИ В GaSe ПРИ
ПОМОЩИ СОБСТВЕННОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ

Образцы GaSe, благодаря его слоистой структуре, можно изготовить в виде тонких плоскопараллельных пластин. В данном случае толщина этих пластин подбиралась таким образом, что в них наблюдалась интерференция при длинах волн, лежащих в окрестности экситонного пика поглощения [1—3]. Тогда на кривой поглощения появляются характерные осцилляции, обусловленные интерференцией в тонких слоях (рис. 1). Поглощение влияло на высоту осцилляционных пиков, почти не смещая их положения.

Если считать, что для двух соседних максимумов (или двух соседних минимумов) показатель преломления n почти одинаков, то его можно найти по формуле:

$$n = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{2d |\lambda_1 - \lambda_2|} \quad (1)$$

Здесь d —толщина образца; λ_1, λ_2 —длины волн, соответствующие двум соседним максимумам (или минимумам).

Если брать длины волн максимума и ближайшего к нему минимума, считая, что показатель преломления для них одинаков, то можно найти:

$$n = \frac{\lambda'_1 \lambda'_2}{4d |\lambda'_1 - \lambda'_2|} \quad (2)$$

где λ'_1 и λ'_2 —длины волн максимума и ближайшего к нему минимума. В этом случае предположение о постоянстве n более правдоподобно, но зато могут возрасти случайные погрешности, связанные с малостью $|\lambda'_1 - \lambda'_2|$.

Чтобы выяснить вопрос о пригодности обоих методов определения n , величина $2dn$ вычислялась для различных образцов обоими методами. Типичный вид зависимости dn от λ , найденной по формуле (1), показан на рис. 2 пунктирной линией, а значения dn обозначены крестиками. Типичный вид зависимости, найденной по формуле (2), изображен сплошной линией, а значения dn —кружками. Беря различные образцы и освещая их светом разной интенсивности, мы неизменно получали тождественный ход обеих кривых (как пунктирной, так и сплошной). Это свидетельствовало о незначительной роли случайных погрешностей и о применимости обеих формул.

Как видно из рис. 2, пунктирная кривая представляет собой своеобразное усреднение зависимости, заданной сплошной линией. Отсюда

следует, что формула (2) соответствует большей разрешающей силе, чем (1).

Анализ полученных кривых показал следующее:

1. Существует область аномальной дисперсии при длине волны, незначительно превышающей соответствующую экситонному пику. Причиной сдвига области аномальной дисперсии может быть либо наличие затухания, либо "эффект запаздывания".

2. Помимо области аномальной дисперсии, лежащей в непосредственной близости от экситонного пика, имеется еще несколько обла-

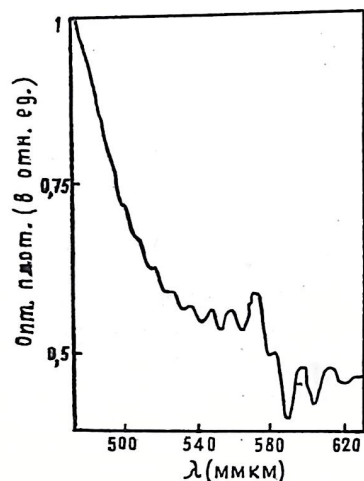


Рис. 1. Кривая поглощения для образца GaSe.

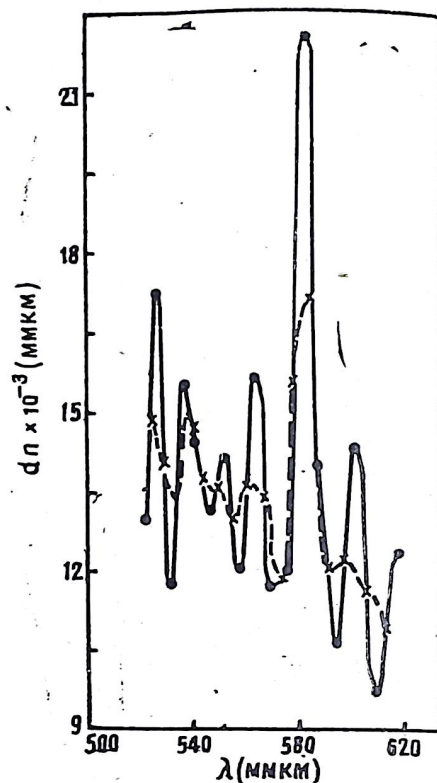


Рис. 2. Дисперсионные кривые для образца GaSe. По оси абсцисс отложены длины волн в ммкм, а по оси ординат — dn в ммкм. Сплошная кривая вычислена по формуле (2), пунктирная — по формуле (1).

тей аномальной дисперсии, которые, судя по их расположению, не связаны с экситонами, имеющими различные квантовые числа. Они, вообще говоря, могут быть связаны с наличием примесей, экситонов разных сортов, или с наличием поляритонных состояний.

3. При уменьшении интенсивности освещения размах колебаний n увеличивается. Возможно, это происходит потому, что при меньшей интенсивности падающего света уменьшается величина затухания.

В заключение следует отметить, что в работе [4] аномальная дисперсия наблюдалась в длинах волн, несколько превышающих те, при которых наблюдалась небольшая аномальная дисперсия в наших экспериментах. Однако, во-первых, в [4] исследование проводилось не при комнатной температуре, а при 90°K, что могло сдвинуть экситонный уровень и дисперсионную кривую. Во-вторых, в нашей работе обнаружена область аномальной дисперсии, расположенная так же, как и в [4]. В-третьих, судя по фотографии, помещенной в [4], не исключена возможность, что существует область аномальной дисперсии при меньших длинах волн, на которую авторы не обратили внимания.

В заключение считаем своим приятным долгом выразить благодарность М. Ш. Мамедову за помощь в получении кривых поглощения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гросс Е. Ф., Новиков Б. В., Разбирин Б. С., Суслина Л. Г. Оптика и спектроскопия, 6, 169, 1958.
2. Bassani E., Guregway D., Fischer B. Proc. Inter conf. Semicond. Paris. 51, 1964.
3. Ахундов Г. А. Автореф. докт. дисс, Баку, 1967.
4. Салаев Э. Ю., Соловьев Л. Е., Халидов В. Х. Оптика и спектроскопия 32, 346 (1972).

АГУ им. С. М. Кирова

Поступило 16. XI 1972

Л. Н. Мусаева, А. Е. Бахышев, М. Д. Хомутова, Г. Э. Ахундов

Мәхсуси интерференсиянын көмәји илә GaSe-дә аномал дисперсиянын тәдгиги

ХҮЛАСӘ

GaSe монокристалындан чыхарылан нүмунәләрин галынлығы елә сечилмишдир ки, удма әјрисиндә мәхсуси интерференсия мүшаһидә едилсин. Удма әјрисиндәки максимумларын вәзијәти дисперсия әјрисини гурмаға имкан вермишдир. Мүхтәлиф нүмунәләрдә ишыгланманын мүхтәлиф интенсивликләриндә чыхарылмыш дисперсия әјриләринин тәһлилиндән ашағыдакы нәтичәләр алынмышдыр: 1) аномал дисперсиянын бир нечә областы вардыр, 2) экситон пикинин јахынлығындакы аномал дисперсия областы бу пикә нисбәтән узундалғалы һиссәјә сүрүшмүшдүр, 3) ишыгланманын интенсивлијини азалтдыгча дисперсия әјрисинин диклији артыр.

L. G. Musaeva, A. E. Bakhishov, M. D. Khomytova, G. A. Akhundov

The research of the abnormal dispersion in the GASE by the

SUMMARY

Using the own interference in the thin samples of GASE we have obtained dispersion curve. We have observed several regions of abnormal dispersion, a shift of abnormal dispersion near the exsiton prck and the influence of the light of the intensity on the slope of the curve of dispersion.

И. А. МАМЕДОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ ЗВУКА В ЭТИЛАЦЕТАТЕ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ И ДАВЛЕНИЯ

Как с точки зрения развития теории поглощения ультразвука, так и изучения молекулярных процессов, происходящих в жидкостях, на наш взгляд, особый интерес представляет выяснение влияния, давления и температуры на поглощение звука в жидкостях.

Исследование коэффициента поглощения ультразвука в зависимости от давления и температуры в жидкостях, у которых в области частот наблюдается релаксационный процесс, позволяет выяснить механизм аномального поглощения звука.

Ранее нами [1, 2, 3, 4] исследовался коэффициент поглощения ультразвука в эфирах уксусной кислоты в интервале частот 8—32 МГц и давлений 1—1000 кг/см² при комнатной температуре. Было выяснено, что в пределах экспериментальной точности ($\pm 4\%$) давление на релаксационную частоту не влияет. Эти данные подтверждают предположение Хизея и Лэмба о том, что избыточное поглощение в этилацетате связано с явлением поглощения ультразвука в широком интервале давлений: 1—1200 кг/см² при температуре 20—40°C.

Исследование коэффициента поглощения проводилось импульсным методом переменного расстояния, предложенным ранее нами [5]. Температура в установке поддерживалась $\pm 0,2^\circ\text{C}$ при помощи терморегулятора. Давление создавалось и измерялось поршневым манометром типа МП-2500. Коэффициент поглощения измерялся с точностью $\pm 4\%$. Скорость определялась с точностью $\pm 0,2\%$ согласно методике, описанной нами [6].

Таблица 1
Зависимость коэффициента поглощения звука в этилацетате от частоты

f, МГц	$\frac{\alpha}{f^2} \cdot 10^{-17} \text{ см}^{-1} \text{ сек}^2$ при 20°C						
	1	200	400	600	800	1000	1200
4,00	92,2	82,0	72,3	63,0	54,0	45,0	36,5
5,50	88,0	78,4	68,8	60,0	51,3	42,8	34,7
7,17	82,7	73,6	64,6	56,0	48,0	40,1	32,4
12,00	67,5	60,0	52,5	45,2	38,8	32,3	26,0
16,50	57,2	50,7	44,2	39,0	32,7	27,0	21,7
20,00	51,1	45,2	39,2	34,0	28,0	23,8	19,0
21,50	49,7	44,0	38,2	32,9	27,8	23,1	18,0
27,50	40,0	35,2	30,8	26,2	22,0	18,1	14,4

Исследование коэффициента поглощения ультразвука проводилось в частотах: 4,00; 5,50; 7,17; 12,00; 16,50; 20,00; 21,50; 27,50; 35,00 МГц при помощи кварцевой пластинки X-среза с основной гармоникой 4,00; 5,50; 1,17 МГц. Результаты исследования в интервале частот 4—35 МГц и давлений 1—1200 кг/см² при температуре 20°C представлены в табл. 1. Эти данные хорошо согласуются с полученными ранее нами [4]. Коэффициент поглощения в зависимости от давления меняется очень слабо, по экспоненциальному закону. Данные исследования при 40°C сведены в табл. 2.

Таблица 2
Зависимость коэффициента поглощения звука в этилацетате от частоты

f, МГц	$\frac{\alpha}{f^2} \cdot 10^{-17} \text{ см}^{-1} \text{ сек}^2$ при 40°C						
	1	200	400	600	800	1000	1200
4,00	89,6	80,6	70,8	62,0	52,4	44,2	34,6
5,50	87,8	79,0	69,9	61,0	51,8	43,5	34,3
7,17	86,0	77,3	68,7	59,6	51,0	42,6	31,8
12,00	79,9	69,1	61,5	53,8	46,0	38,4	30,6
16,50	73,9	66,8	59,0	51,7	44,3	37,0	29,6
20,00	69,6	62,4	55,7	48,9	42,0	35,0	28,0
21,50	68,0	60,9	54,5	47,9	41,0	34,4	27,4
27,50	62,7	55,8	49,9	43,9	37,5	31,5	25,3
35,00	57,5	51,4	45,8	40,0	34,3	28,7	23,0

Как видно из табл. 1 и 2, с возрастанием температуры коэффициент

поглощения звука при высоких частотах увеличивается, а на низких частотах наблюдается обратная зависимость, т. е. с повышением температуры коэффициент поглощения уменьшается. Как видно из рисунка, давление на релаксационную частоту не влияет. Последняя с повышением температуры смещается в сторону наибольших значений.

По экспериментальным данным был вычислен коэффициент поглощения звука для одной длины волны:

$$\mu = (\alpha_{\text{экс}} - \alpha_{\text{кл}}) \lambda,$$

где $\alpha_{\text{экс}}$ — коэффициент поглощения звука, полученный из эксперимента; $\alpha_{\text{кл}}$ — классическая часть поглощения, определяемая из эксперимента при высоких частотах; λ — длина звуковой волны. Результаты вычислений коэффициента поглощения на одну длину от частоты при различных температурах и давлениях представлены на рисунке.

Во-первых, в исследованном интервале частот 4—35 МГц наблюдается релаксационный процесс с одним временем релаксации; во-вторых,

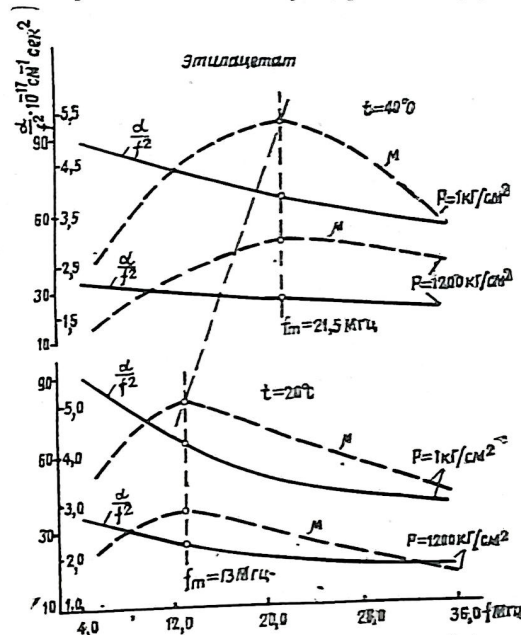


Рис. Частотная зависимость коэффициента поглощения ультразвука в этилацетате при различных давлениях и температурах.

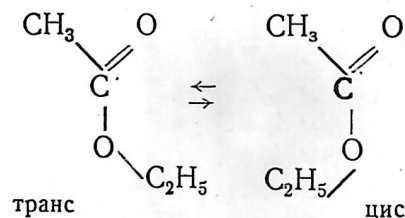
рых, давление на релаксационную частоту не влияет; в-третьих, с увеличением температуры максимум поглощения смещается в сторону высоких частот. По максимуму коэффициента поглощения на одну длину волны мы определили частоту релаксации. При 20°C $f_m = 13$ МГц, при 40°C $f_m = 215$ МГц.

При экспериментальным данным аналитическим путем были определены релаксационные параметры в этилацетате (см. табл. 3, где A —часть поглощения, вызванная данным релаксационным процессом; B —классическая часть поглощения, определяемая при высоких частотах; τ_m —время релаксации).

Таблица 3

Релаксационные параметры	20°C		40°C	
	P-1 $\kappa\Gamma/\text{см}^2$	P-1200 $\frac{\kappa\Gamma}{\text{см}^2}$	P-1 $\frac{\kappa\Gamma}{\text{см}^2}$	P-1200 $\frac{\kappa\Gamma}{\text{см}^2}$
$A \cdot 10^{-17} \text{ см}^{-1}, \text{сек}^2$	66,0	28,0	46	22
$B \cdot 10^{-17} \text{ см}^{-1}, \text{сек}^2$	32,0	11,0	45	23
$f_m, \text{МГц}$	13	13	21,5	21,5
$\mu_m \cdot 10^4$	5,03	2,90	5,35	3,01
$\tau_m \cdot 10^{-8} \text{ сек}$	1,225	1,225	0,741	0,741
$C, \text{м/сек}$	1170	1580	1080	1486

Нам кажется, что аномальное поведение поглощения звука в этилацетате можно отнести за счет нарушения при прохождении плоской звуковой волны равновесия между цис- и транс-поворотными изомерами:



Согласно Лэмбу и Пинкертону [7] температурная зависимость частоты релаксации f_m и максимума поглощения на одну длину волны μ_m выражается следующими соотношениями:

$$f_m = \frac{\kappa S}{2\pi h} \exp\left(\frac{\Delta S_2}{R}\right) \exp\left(-\frac{\Delta H_2}{RT}\right),$$

$$\mu_m = \frac{\pi R (\gamma - 1)}{2 C_p} \left(\frac{\Delta H}{RT}\right)^2 \exp\left(\frac{\Delta S}{R}\right) \exp\left(-\frac{\Delta H}{RT}\right),$$

где ΔH_2 , ΔS_2 —энтальпия и энтропия активации обратной реакции; ΔH , ΔS —изменения энтальпии и энтропии возбужденного и невозбужденного состояния молекул; C_p , γ —теплоемкость и отношение теплоемкости исследуемого вещества; κ , h —постоянные Больцмана и Планка, соответственно. Пользуясь экспериментальными данными коэффициента поглощения ультразвука при различных температурах, можно при помощи вышеуказанных уравнений определить энтальпию активации обратной реакции ΔH_2 из наклона кривой зависимости $\ln$

$\left(\frac{f_m}{T}\right)$ от T^{-1} и энтальпию активации ΔH из наклона кривой зависимости $\ln\left(\frac{\mu_m \cdot T^2 C_p}{\gamma - 1}\right)$ от T^{-1} .

Зная ΔH_2 и ΔH , можно подсчитать энтальпию прямой реакции $\Delta H_1 = \Delta H + \Delta H_2$, изменения энтропии ΔS_1 и ΔS_2 , термодинамического потенциала прямой и обратной реакции $\Delta \Phi_2$ и $\Delta \Phi_1$, а следовательно и изменение термодинамического потенциала:

$$\Delta \Phi = \Delta H - T \Delta S.$$

При наших вычислениях, считая, что C_p и γ не зависят от температуры, мы пользовались графиком зависимости

$$\ln(\mu_m \cdot T^2) \text{ от } T^{-1}.$$

По экспериментальным данным были вычислены вышеуказанные термодинамические параметры (табл. 4).

Таблица 4

Термодинамические параметры в этилацетате						
ΔH ккал/моль	ΔH_2 ккал/моль	ΔH_1 ккал/моль	ΔS_2 ккал/моль	ΔS_1 ккал/моль	$\Delta \Phi_2$ ккал/моль	$\Delta \Phi_1$ ккал/моль
1,80	4,00	5,80	0,38	6,58	3,89	3,89

ЛИТЕРАТУРА

1. Мамедов И. А., Пулатов Д. К. ДАН Таджик. ССР, т. 14, 1, 21. 1971.
2. Мамедов И. А., Пулатов Д. К. Акустич. журнал, 2, 1972.
3. Мамедов И. А., Аббасов К. А. АНХ, 2, 80, 1972.
4. Мамедов И. А., Аббасов К. А. Уч. зап. АПИ им. В. И. Ленина, 2, 77, 1971.
5. Мамедов И. А. Одновременное измерение скорости, коэффициента поглощения ультразвука и сдвиговой вязкости жидкостей в зависимости от параметров состояния. Сб. "Применение ультразвука и исследование вещества". МОПИ, вып. 20, 145. 1964.
6. Мамедов И. А., Пулатов Д. К. Импульсная ультразвуковая установка для определения скорости звука. Техническая информация АзНТИНОТ, 5. 1971.
7. Лэмб Дж. Термическая релаксация, физическая акустика, [под ред. У. Мэсона, II, ч. А, 222, 1968.

АПИ им. В. И. Ленина

Поступило 18. XI 1972

I. A. Mamedov

Investigation of absorption coefficient of sound in ethylacetate dependence of temperature and pressure

SUMMARY

The aim of this work is to obtain the new experimental data in the field of relaxation in ethylacetate with a wide interval of pressure at different temperatures. That will allow to find out the influence of pressure and temperature changes on the amount of relaxation time.

The measuring of the absorption coefficient was carried out by the pulse method of variable interval. It was carried out within pressure interval of 1—1200 kg/cm², temperature 20—40°C and frequency 4—35 mgh.

As a result relaxation and thermodynamic parameters of ethylacetate have been computed,

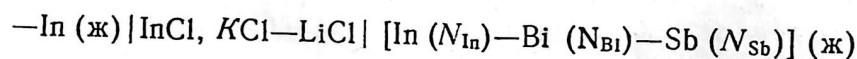
А. Н. МАМЕДОВ, А. А. КУЛИЕВ, А. С. АББАСОВ

КОЭФФИЦИЕНТ АКТИВНОСТИ КОМПОНЕНТОВ ТРОЙНОЙ СИСТЕМЫ In—Bi—Sb

Влияние одного из компонентов тройной системы на коэффициенты активности двух других, помимо практической важности, представляет интерес для развития теории растворов. Ранее это влияние рассматривалось на примере ряда систем [1—5].

В настоящей работе исследовалось действие одного из компонентов на коэффициенты активности двух других в тройной системе In—Bi—Sb. Диаграмма состояния тройной системы In—Bi—Sb исследована в работе [6]. В области, богатой индием, первично затвердевающей фазой является β -фаза (InSb). При комнатной температуре диаграмма системы InSb—InBi—In делится на три области: 1) ϵ -фазы (богатый индием твердый раствор) и β -фазы (InSb); 2) β -фазы γ -фазы (InBi) и δ -фазы (In₂Bi); 3) ($\epsilon + \beta + \delta$)-фазы. В области, бедной индием (вес. % In < 20), первично выделяются твердые растворы Bi—Sb. Компоненты полностью растворимы в жидком состоянии.

Экспериментальные результаты получены путем измерения э. д. с. концентрационных цепей типа



Линейные уравнения зависимости э. д. с. концентрационных цепей от температуры

$N_{\text{Bi}}:N_{\text{Sb}}$	N_{In}	$E, \text{ мВ} = a + bt$	$N_{\text{Bi}}:N_{\text{Sb}}$	N_{In}	$E, \text{ мВ} = a + bt$	$N_{\text{Bi}}:N_{\text{Sb}}$	N_{In}	$E, \text{ мВ} = a + bt$
3:1	0,1	98,53+0,1430T	1:1	0,090	111,12+0,1351T	1:3	0,1	146,56+0,1090T
	0,2	71,53+0,1101T		0,190	48,33+0,602T		0,2	100,38+0,0918T
	0,3	49,00+0,0948T		0,300	79,78+0,607T		0,3	8,98+0,1652T
	0,4	45,58+0,0732T		0,439	43,06+0,686T		0,4	29,09+0,1151T
	0,5	24,12+0,0668T		0,501	31,33+0,613T		0,5	24,71+0,701T
	0,6	8,81+0,0498T		0,591	18,37+0,453T		0,6	13,69+0,550T
	0,7	6,89+0,0301T		0,705	10,48+0,0255T		0,7	14,77+0,036T
	0,8	2,61+0,0220T		0,800	2,81+0,0224T		0,8	5,57+0,0196T
	0,9	0,51+0,0101T		0,900	0,58+0,0091T		0,9	1,12+0,0092T

в интервале 653—873°K при концентрациях $N_{\text{In}} = 0,1 - 0,9$. Исследование проводилось по разрезам с постоянными отношениями $N_{\text{Sn}}:N_{\text{Sb}} = 3; 1:1$ и $1:3$. Полученные данные с точностью $\pm 0,5$ мВ укладываются на одну прямую в гомогенной области. Соответствующие уравне-

ния $E = f(T)$ для исследованных сплавов, полученные обработкой результатов методом наименьших квадратов [7], приведены в таблице. По известным формулам с использованием полученных данных были вычислены активности, коэффициенты активности, относительные парциальные молярные для индия при 770°K. Значения избыточной свободной энергии смешения расплавов систем In—Bi—Sb и Bi—Sb рассчитывались по методу Даркена [8]. При расчете были использованы величины для системы In—Bi, приведенные в работе [9]. Соответствующими величинами для бинарной жидкой системы In—Sb, вычисленные нами, хорошо согласуются с рассчитанными [10].

Величины коэффициентов активности висмута и сурьмы рассчитывались по соотношениям:

$$\overline{\Delta G}_{\text{Bi}}^{\text{изб}} = 4,576 T \lg \gamma_{\text{Bi}} = \Delta G^{\text{изб}} + (1 - N_{\text{Bi}}) \left[\frac{\partial \Delta G^{\text{изб}}}{\partial N_{\text{Bi}}} \right]_{\frac{N_{\text{In}}}{N_{\text{Sb}}}},$$

$$\overline{\Delta G}_{\text{Sb}}^{\text{изб}} = 4,576 T \lg \gamma_{\text{Sb}} = \Delta G^{\text{изб}} + (1 - N_{\text{Sb}}) \left[\frac{\partial \Delta G^{\text{изб}}}{\partial N_{\text{Sb}}} \right]_{\frac{N_{\text{In}}}{N_{\text{Bi}}}},$$

где $\overline{\Delta G}_{\text{Bi}}^{\text{изб}}$ и $\overline{\Delta G}_{\text{Sb}}^{\text{изб}}$ определялись графическим путем, с помощью касательных. Вычисления проводились при постоянных отношениях $N_{\text{In}}:N_{\text{Sb}}$ и $N_{\text{In}}:N_{\text{Bi}}$, равных 9; 3; 1; 1/3 и 1/9. Вычисление по разрезам $N_{\text{In}}:N_{\text{Sb}}$ и $N_{\text{In}}:N_{\text{Bi}}$, равным 9 и 1/9, служило для уточнения последующего хода кривых $\gamma_{\text{Bi}} = f(N)$ на графиках рисунков. Соответствующие величины для жидкой бинарной системы Bi—Sb вычислялись аналогичным путем, при этом использовались значения избыточной свободной энергии смешения, определенные по методу Даркена. Ранее термодинамические свойства жидких расплавов Bi—Sb методом э. д. с. изучались Ломовым и Крестовниковым [11].

Компоненты сплава этой системы мало различаются по величине электродных потенциалов [12]. По этой причине результаты работы [11] следует считать ненадежными, на что было указано ранее в [13]. Коэффициенты активности индия определялись из кривых $\gamma_{\text{In}} = f(N_{\text{In}})$ при $N_{\text{Bi}}:N_{\text{Sb}} = \text{const}$.

На рис. 1 показано действие сурьмы на коэффициент активности висмута (а) и индия (б) по линиям разрезов с постоянными соотношениями $N_{\text{In}}:N_{\text{Bi}} = 3,1$ и $1/3$. Для сравнения приведены также данные по двойным граничным системам In—Sb и Bi—Sb. С добавлением сурьмы к сплавам In—Bi коэффициент активности индия уменьшается, при этом ход кривых близок к прямой. Снижение активности индия объясняется тем, что сурьма, взаимодействуя с ним, образует структурные группы соединения InSb.

Из рис. 1 а следует, что все четыре кривые характеризуются максимумами. Для кривых 3 и 4 величины γ_{Bi} проходят через максимум над составами $N_{\text{Sb}} \approx 0,33$ и $0,43$, соответственно, а для кривых 5 и 2 вторая производная от коэффициента активности по молярной доле сурьмы отрицательна: $\frac{\partial^2 \gamma_{\text{Bi}}}{\partial N_{\text{Sb}}^2} < 0$ при $N_{\text{Sb}} \approx 0,40$. При этом в рас-

плавах с $N_{\text{In}}:N_{\text{Sb}} = 1:3$ значения коэффициентов активности висмута близки к его же значениям в бинарной системе. Влияние сурьмы на активность висмута объясняется следующим образом. Введенная сурьма в расплав In—Bi вытесняет висмут из структурных групп соединений InBi и In₂Bi, образуя при этом более прочные связи с индием, насыщает их и тем самым, снижая активность индия, повышает активность висмута. Как только связи индия с сурьмой становятся

ся насыщенными, сурьма начинает взаимодействовать с висмутом, снижая его активность.

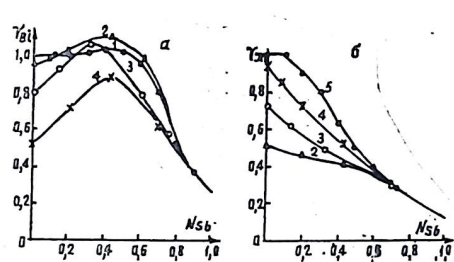


Рис. 1. Влияние сурьмы на коэффициент активности (а-висмута, б-индия по линиям разрезов). 1- $Bi-Sb$; при $N_{In}:N_{Bi}$ равно: 2-1/3; 3-1; 4-3; 5- $In-Sb$.

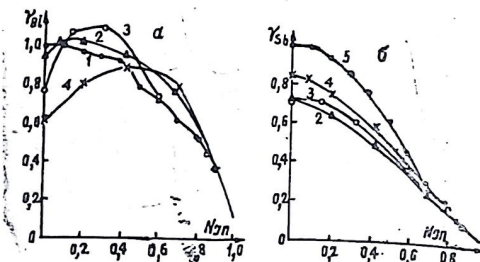


Рис. 2. Влияние индия на коэффициент активности (а-висмута, б-сурьмы по линиям разрезов). 1- $In-Bi$; при $N_{Si}:N_{Sb}$ равно: 2-3; 3-1; 4-1/3; 5- $In-Sb$.

На рис. 2 представлено действие индия на коэффициент активности висмута (а) и сурьмы (б). Величины γ_{Bi} для расплавов с $N_{Bi} \times N_{Sb} = 3; 1; \frac{1}{3}$ проходят через максимум над составами $N_{In} \approx 0,08; 0,33$ и $0,43$, соответственно.

Влияние индия на коэффициент активности висмута объясняется аналогично при обсуждении действия сурьмы на γ_{Bi} . В этом случае индий вытесняет висмут из малоустойчивых структурных групп $Pi-Sb$ и этим повышает его активность (а), снижая активность сурьмы (б). Как только насыщение связей индия с сурьмой затормозится, индий начинает взаимодействовать с висмутом, снижая тем самым его активность. Расчетным путем можно определить, что максимумы на рис. 1, а (кривые 3 и 4) и рис. 2, а (кривые 2, 3 и 4) находятся над теми составами, в которых числа молей сурьмы и индия примерно равны. Это согласуется с диаграммой состояния системы $In-Sb$ [14], которая образует только одно соединение $InSb$.

При введении висмута в расплав $In-Sb$ (рис. 3, а) изменение коэффициента активности индия может зависеть от двух факторов: 1) некоторые атомы индия, окруженные до этого одноименными атомами висмута, образуют структурные группы типа соединений. Это приводит к снижению активности индия; 2) введенный висмут частично вытесняет сурьму из структурных групп соединений $InSb$, что приводит к повышению активности индия.

В расплавах, где $N_{In} > N_{Sb}$, на изменение активности индия в основном влияет первый фактор, а при $N_{Sb} > N_{In}$ — второй фактор. В расплавах с $N_{Sb}:N_{In} = 1$ оба фактора компенсируют друг друга. Поэтому в первом случае (кривая 2) добавление висмута приводит к снижению, а во втором случае (кривая 4) к повышению активности индия. В жидких сплавах с $N_{Sb}:N_{In} = 1$ активность индия изменяется незначительно (кривая 3).

Частичное вытеснение сурьмы висмутом из структурных групп соединений $InSb$ приводит к более резкому повышению активности сурьмы (рис. 3 (б), кривая 2) по сравнению с активностью индия (рис. 3 (а), кривая 4). В жидких сплавах с $N_{In}:N_{Sb} = 1$ введение висмута также приводит к росту $N_{Sb}:N_{In} = 3$ введенный висмут слабо взаимодействует с атомами сурьмы не связанными с индием, приводя к понижению активности сурьмы (кривая 4), подобно бинарной системе (кривая 5).

Из рис. 1, 2 и 3 следует, что, начиная с определенной концентрации введенного компонента, коэффициент активности другого компонента становится равным ее же значению в соответствующей бинарной системе. Из рис. 1, б видно, что пучок четырех кривых, если их продолжить, имеет общий узел над мольной долей сурьмы, приблизительно равной 0,75. Это показывает, что при $N_{Sb} > 0,75$ значения коэффициентов активности индия в двойных и тройных расплавах не отличаются.

Из рис. 1, а следует, что, начиная с $N_{Sb} \approx 0,84$, кривые 2, 3 и 4 могут быть отождествлены с кривой 5. Как видно из рис. 2, пучок четырех кривых в первом случае (б) имеет общий узел над мольной долей $N_{In} \approx 0,80$, а во втором случае (а) — над $N_{In} \approx 0,88$.

При введении висмута в расплав $In-Sb$; начиная с $N_{Bi} \approx 0,90$, значения величин γ_{In} (рис. 3, а) и γ_{Sb} (рис. 3, б) в тройных расплавах становятся равными их значениям в соответствующих бинарных системах.

Причина такого поведения значений коэффициента активности рассматриваемого компонента (компонент 1) при высоких концентрациях добавленного компонента (компонент 2) объясняется тем, что в указанных расплавах третий компонент не влияет на коэффициент активности первого, а значение такой концентрации зависит от энергии взаимодействия между разнородными атомами. В данной тройной системе, видимо, $E_{In-Sb} > E_{In-Bi} > E_{Bi-Sb}$. Поэтому висмут на коэффициент активности индия γ_{In} не влияет при $N_{Sb} > 0,75$ (рис. 1, а), а индий на γ_{Bi} (рис. 1, б) и на γ_{Sb} (рис. 3, б) при $N_{Sb} > 0,84$ и $N_{Bi} > 0,90$, соответственно.

Термодинамическое исследование, проведенное нами, показало, что в жидких металлических растворах $In-Bi-Sb$ существуют структурные группы соединений $InSb$, $InBi$ и In_2Bi , причем у первых они более прочны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алабышев А. Ф., Морачевский А. Г., Ж. неорг. химии, 2, 669 (1957).
2. Лантратов М. Ф., Ж. прикл. химии, 34, 130, (1961).
3. Морачевский А. Г., Ж. прикл. химии, 36, 329, (1963).
4. Морачевский А. Г., Ломов А. Н., Ж. физ. химии, 41, 485, (1967).
5. Крестовников А. Н., Ломов А. Н., Ж. физ. химии, 42, 703, (1968).
6. Лантратов М. Ф., Николаева Е. И., Ж. физ. химии, 42, 703, (1968).
7. Peretti E. A. Trans. Amer. soc. Metals, vol. 52, 1046, (1960); vol. 54, 12, (1961).
8. Сб. "Соединения переменного состава", под ред. Б. Ф. Ормонта. Изд-во "Химик", 1969.
9. Darken L. C. J. Amer. chem. soc. 72, 2909, (1950).
10. Рябов В. Г., Срывагин И. Г., Изв. вузов, цветная металлургия, № 2, 93, 1871.
11. Аббасов А. С. Автореф. докт. дисс. Баку, 1972.
12. Ломов А. Л., Крестовников А. Н., Ж. физ. химии, 38, 2569, (1964).
13. Делимарский Ю. К., Марков Б. Ф. Электрохимия расплавленных солей. М., Металлургиздат, 184, 1960.
14. Морачевский А. Г., Герасименко Л. Н., Журалев В. А., Изв. вузов, цветная металлургия, № 5, 90, 1967.
15. Хансен М., Андерко К. Структуры двойных сплавов, т. 2. М., Металлургиздат, 910, 1962.

Поступило 11. XII 1972

**In—Bi—Sb үчлү системин компонентләринин активлик
эмсаллары**

ХҮЛАСӘ

Ишдә In—Bi—Sb үчлү системинин термодинамик хассәләри елек-
трик һәрәкәт гүввәси үсулу илә тәдгиг едилмишдир.

—In(m)|InCl, KCl—ZnCl| [In (N_{In})—Bi (N_{Bi})—Sb (N_{Sb})] (m) +
типли гатылыг элементләринин електрик һәрәкәт гүввәси 653—873°K
температур интервалында вә N_{In} = 0,1—0,9 гатылыгларда өлчүлмүш-
дүр. Системин компонентләринин активлик эмсаллары Даркен үсулу-
нун көмәји илә тә'јин едилмиш вә бир компонентин дикәр ики ком-
понентин активлик эмсалларына тә'сири нәзәрдән кечириләрәк изаһ
едилмишдир.

A. M. Mamedov, A. A. Kuliev, A. S. Abbasov

**The activity coefficients of the components of the ternary system
In—Bi—Sb**

SUMMARY

The activity coefficients of the components of the system In—Bi—Sb
in the liquid phase have been investigated by the emf method. The emfs
of the concentration cells of the type:

—In(1)|InCl, KCl—ZnCl| [In (N_{In})—Bi (N_{Bi})—Sb (N_{Sb})] (1) +
were measured at temperature ranging from 653—873°K. Twenty seven
electrode melts with the concentration N_{In} varying from 0,1 to 0,0 were
studied.

МҮНДӘРИЧАТ

Һ. Б. Абдуллајев, Р. М. Сејидов. Совет Азәрбајчанында фи- зиканын инкишафы	3
К. Ә. Зүлфүгарзадә, Л. Ә. Гулијев, Л. М. Иманов. Сиркә туршусу вә онун мәнлулларында диелектрик реалкәсәсијасы вә молекулјар һәрәкәт. III. Сиркә туршусу-бензол	15
К. Ә. Зүлфүгарзадә, Л. Ә. Гулијев, Л. М. Иманов. Сиркә туршусу вә онун мәнлулларында диелектрик редакәсәсијасы вә молекулјар һәрәкәт. IV. Сиркә туршусу-хлорбензол	21
М. Ә. Талиби, Е. А. Ақопјан. Селен диодларында јүкдашыјычы- ларын јашама мүддәти	27
З. Һ. Әһмәдов, М. Ә. Бағыров, В. П. Малин. Бошәлманын параметрләринин полимер плјонкаларын електрик хассәләринә тә'сири	30
Н. Р. Әһмәдов, Н. З. Чәлилов, Ч. Ш. Абдинов, Н. А. Һә- сәнов. Бә'зи дәмр селенидләрдә кечиричилијин характери	35
Ш. Һ. Һәсәнов, К. П. Мәммәдов, З. И. Сүләјманов. In ₂ S ₃ бирләшмәсинин фәзаларынын ренткенографија вә термографија үсуллары илә тәдгиги	38
М. И. Вәлијев, И. Т. Кәримов, С. Х. Бабајев, З. М. На- мазов. Cu, Cr ₂ X ₄ електрик хассәләри	44
Һ. Б. Абдуллајев, К. Һ. Мәммәдәлијева, Ч. Ш. Абди- нов. Бром вә хлор ашгарлы гексагонал селен монокристалларынын електрик хассәләри	50
Б. Һ. Тағыјев, В. Ә. Һачыјев, С. Һ. Абдуллајев. SbSe вә GaTe монокристалларында экситонлу удулмаја електрик саһәсинин тә'сири	54
Б. Һ. Тағыјев, В. Ә. Һачыјев, С. Һ. Абдуллајев, Һ. М. Мәммәдов. р—GaSe монокристалында фәза јүкләрилә мәндуллаш- мыш чәрәјан	58
Т. М. Гасымов, А. А. Кәтәнов. Електромагнит далғаларынын јарымкечиричиләрдә јайылмасынын гејри-хәтти нәзәријәсинә даир	61
Ф. Г. Әлијев. NaCl—Ag фосфорларынын рекомбинасион лүмүнессенсијасы	70
М. И. Әлијев, Р. Ә. Һүсәјнов, Д. Һ. Араслы. Ишыг импулсу методу илә бәрк чисимләрин температуркечиричилијини өлчәмәк үчүн чиһаз	77
Ч. О. Гаҷар, А. Ә. Аббасов, Ә. Б. Әскәров, Л. М. Иманов. CH ₃ CH ₂ OH, CH ₃ CH ₂ SH молекулларынын гош формаја анд микродалғадәкы спектри, дипол моменти вә гурулушу	80
Н. Ә. Вердијева, С. А. Әлијев, М. И. Әлијев. Күчлү леки- рәолунмуш Ag ₂ Se-дә истиликкечирмә	85
Н. Ә. Әлијев, Р. А. Ақопјан. Нүмунәләри сындырмадан онларын механики хассәләринин тәдгиги методлары	88
М. И. Әлијев, Х. Ә. Хәлилов. GaAs-ин кичик концентрасијала- рында GaAs—InAs системи монокристалларынын електрик хассәләри	91
Н. А. Гулијев, И. Һ. Чәфәров. Јарылептон зәиф гаршылыгы тә'сирләрин бирзәррәчикли мүбадилә моделләри	96
Ф. Ч. Мәммәдов, М. А. Сәлимов. Молекулларарасы гидрокен рабитәсинин тиофенолларын молекулларынын рәгс спектрләринә тә'сиринин тәдгиги	104
К. З. Нуріјев. Магнит саһәсиндә электрон дәрәсәсинин плазма илә гар- шылыгы тә'сир заманы пајланма функцијасынын инчә гурулушу	108
К. А. Кәримов, Р. М. Мир-Гасымов. Икнәлчүлү заман-мәкан моделиндә квазипотенциал тәнлик	113
	149

С. А. Э л э с к э р о в а, Т. В. Б а б а ј е в. Башга материалдан олан дисклар кејдирилмиш јарымсонсуз левһәнин кәркинлик вәзијјәти	120
Ф. Һ. Ф ә т у л л а ј е в, Ә. М. К ә р и м о в. Дузларын суда мәһлулла- рынын истиликкечирмәсинин концентрасијадан асылылығы вә ионларын өлчүлә- ринин истиликкечирмәјә тәсири	124
Т. С. А ғ а ј е в, Т. Һ. Г а ф а р о в, Ә. М. К ә р и м о в. Хлорбензолун сыхлығынын јүксәк тәзјиг вә температур интервалында тәчрүби тәдгиги	128
А. Ә. Г ы л м а н о в, С. К. А х у н д о в. Гејри-симметрик јасты бика- лориметрин мүнтәзәм истилик режими	134
Л. Һ. М у с а ј е в а, А. Е. Б а х ы ш е в, М. Д. Х о м у т о в а, Г. Ә. А х у н д о в. Мәхсуси интерференсијанын көмәји илә GaSe-дә аномал дисперсијанын тәдгиги	137
И. А. М ә м м ә д о в. Температурдан вә тәзјигдән асылы олараг етил асе- тонда сәсин удулма әмсалынын тәдгиги	140
А. Һ. М ә м м ә д о в, Ә. А. Г у л и ј е в, А. С. А б б а с о в. In—Bi—Sb үчлү системин компонентләринин активлик әмсаллары	144

СОДЕРЖАНИЕ

Г. Б. Абдуллаев, Р. М. Сеидов. Развитие физики в Советском Азербайджане	3
К. Э. З у л ь ф у г а р з а д е, Л. А. Гулиев, Л. М. И м а н о в. Диэлектриче- ская релаксация и молекулярные движения в уксусной кислоте и ее растворах. III. Уксусная кислота—бензол	15
К. Э. З у л ь ф у г а р з а д е, Л. А. Гулиев, Л. И. И м а н о в. Диэлектриче- ская релаксация и молекулярные движения в уксусной кислоте и ее растворах. IV. Уксусная кислота—хлорбензол	21
М. А. Т а л и б и, Ә. А. А к о п я н. О времени жизни носителей заряда в селе- новых диодах	27
З. Г. А х м е д о в, М. А. Б а г и р о в, В. П. М а л и н. Влияние параметров раз- ряда на изменение электрических свойств полимерных пленок	30
Н. Р. А х м е д о в, Н. З. Д ж а л и л о в, Д. Ш. А б д и н о в. Характер проводи- мости в некоторых селенидах железа	35
Г. Ш. Г а с а н о в, К. П. М а м е д о в, З. И. С у л е й м а н о в. Исследование фазовых состояний в In_2S_3 рентгенографическим и термографическим методами Л. И. В а л и е в, И. Г. К е р и м о в, С. Х. Б а б а е в, З. М. Н а м а з о в. Элек- трические свойства	44
Г. Б. Абдуллаев, Г. М. Мамедалиева, Д. Ш. Абдинов. Электри- ческие свойства монокристаллов гексагонального селена с примесью брома и хлора Б. Г. Т а г и е в, В. А. Г а д ж и е в, С. Г. А б д у л л а е в а. Влияние электри- ческого поля на экситонное поглощение в монокристаллах	50
Б. Г. Т а г и е в, В. А. Г а д ж и е в, С. Г. А б д у л л а е в а, Г. М. М а м е д о в. Токи, ограниченные пространственными зарядами в монокристалле $p\text{-GaSe}$	54
Т. М. Г а с ы м о в, А. А. К а т а н о в. К нелинейной теории распространения электромагнитных волн в полупроводниках	61
Ф. Г. А л и е в. Рекомбинационная люминесценция NaCl—Ag фосфоров	77
М. И. А л и е в, Р. Ә. Г у с е й н о в, Д. Г. А р а с л ы. Прибор для измерения температуропроводности твердых тел методом светового импульса	77
Ч. О. К а д ж а р, А. А. А б б а с о в, А. Б. А с к е р о в, Л. М. И м а н о в. Микроволновые спектры, дипольные моменты и структура молекул $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{OH}$, $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{SH}$ в гош-конформации	80
Н. А. В е р д и е в а, С. А. А л и е в, М. И. А л и е в. Теплопроводность в селе- нолегированном Ag_2Se	85
Н. А. А л и е в, Р. А. А к о п я н. К определению механических свойств стали неразрушающим методом	88
М. И. А л и е в, Х. А. Х а л и л о в. Электрические свойства монокристаллов системы GaAs—InAs при малых концентрациях GaAs	91
Н. А. Г у л и е в, И. Г. Д ж а ф а р о в. Модели одночастичного обмена полу- лептонных слабых взаимодействий	96
Ф. Д. М а м е д о в, М. А. С а л и м о в. Исследование влияния межмолекуляр- ной водородной связи на колебательные спектры молекул тиофенолов	104
К. З. Н у р и е в. Тонкая структура функции распределения электронного пуч- ка, провзаимодействовавшего с плазмой в магнитном поле	108
Г. А. К е р и м о в, В. М. М и р - К а с и м о в. Квазипотенциальное уравнение в двумерной модели теории поля	113
С. А. А л е с к е р о в а, Т. В. Б а б а е в. Напряженное состояние в полубеско- нечной пластинке, когда в нее посажены диски из другого материала	120
Ф. Г. Ф а т у л л а е в, А. М. К е р и м о в. Концентрационная зависимость теп- лопроводности водных растворов солей и влияние размеров ионов на тепло- проводность	124

Т. С. Агаев, Т. Э. Кафаров, А. М. Керимов. Экспериментальное исследование плотности хлорбензола при высоких давлениях и температурах	128
А. А. Гылманов, С. К. Ахундов. Регулярный режим плоского несимметричного бикалориметра	134
Л. Г. Мусаева, А. Э. Бахышев, М. Д. Хомутова, Г. А. Ахундов. Исследование аномальной дисперсии в GaSe при помощи собственной интерференции	137
И. А. Мамедов. Исследование коэффициента поглощения звука в этилате в зависимости от температуры и давления	140
А. Н. Мамедов, А. А. Кулиев, А. С. Аббасов. Коэффициент активности компонентов тройной системы In—Bi—Sb	144

Сдано в набор 7/V 1973 г. Подписано к печати 28/XII 1973 г. Формат бумаги 70×108¹/₁₆. Бум. лист. 4,75. Печ. лист. 13,02. Уч.-изд. лист. 11,9. ФГ 16494. Заказ 222. Тираж 910. Цена 80 коп.

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