

ՀԱՍՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

Ֆ Ի Չ Ր Ի Կ Ա
ФИЗИКА

1977

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒՆԳԻՍ.

Ա. Յ. Ամատունի, Վ. Մ. Հառուրյունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղազիրյան (պատասխանատու խմբագիր), Է. Գ. Միգրանյան, Մ. Ն. Մովսիսյան, Յու. Գ. Շահնազարյան (պատասխանատու քարտուղար), Է. Գ. Շառոյան, Գ. Ս. Սահակյան,
Հ. Հ. Վարդապետյան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Ա. Շ. Ամատունի, Վ. Մ. Հառուրյունյան (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Э. Г. Мирзабекян, М. Е. Мовсисян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян, Ю. Г. Шахназарян (ответственный секретарь).

© Издательство АН Армянской ССР, 1977 г.

К 60-ЛЕТИЮ ВЕЛИКОЙ ОКТЯБРЬСКОЙ СОЦИАЛИСТИЧЕСКОЙ РЕВОЛЮЦИИ

Наша страна находится в преддверии знаменательного юбилея — 7 ноября 1977 года исполняется шестьдесят лет Великой Октябрьской социалистической революции. Вместе с советским народом победу Октября — главное событие нашего века — отмечает все прогрессивное человечество. Великая Октябрьская социалистическая революция не только привела к созданию первого в мире социалистического государства, но и дала могучий импульс развитию международного рабочего движения.

Шестьдесят лет — небольшой исторический срок, но за это время наша страна добилась замечательных успехов. В трудной борьбе с внутренней контрреволюцией и иностранной интервенцией закладывались основы государства нового типа. Под руководством Коммунистической партии трудящиеся нашей страны в короткий срок превратили СССР в могучую державу, которая не только сумела отстоять свою свободу и независимость в Великой Отечественной войне, но и принесла человечеству избавление от фашистского ига. Важнейшим итогом самоотверженного труда советского народа в послевоенные годы стало построение в нашей стране общества развитого социализма, имеющего мощную промышленность и широко механизированное сельское хозяйство. Социализм создал неограниченные возможности для развития науки, поставив ее на службу народу. Последовательная реализация ленинских принципов национальной политики обеспечила быстрое развитие и наиболее полное раскрытие творческих сил и способностей всех наций и народностей, населяющих нашу необъятную Родину.

Наглядным примером того, какую роль сыграла победа Октября в судьбах народов нашей страны, является возрождение и всесторонний расцвет армянского народа. За годы Советской власти Армения — некогда отсталая аграрная окраина царской России — превратилась в республику передовой науки. Ученые нашей республики в сотрудничестве с учеными других братских республик вносят значительный вклад в развитие различных отраслей фундаментальных наук, прилагая большие усилия для внедрения достижений современного научного прогресса в народное хозяйство.

В Советской Армении сегодня трудится большая армия физиков с широким диапазоном исследований, начиная от физики нейтронных звезд и элементарных частиц и кончая такими прикладными областями, как физика полупроводников и полимеров. В старейшем в республике высшем учебном заведении, в Ереванском государственном университете, на физическом и недавно созданном радиофизическом факультетах разрабатывалась теория сверхплотных небесных тел, состоящих из вырожденной плазмы. Проведены исследования по теории пульсаров и показано, что пульсары являются источниками частиц высоких энергий. Найден один из возможных механизмов генерации мощных магнитных полей в барионных звездах, обусловленный явлением сверхтекучести ядерного вещества. Ис-

следования быстро вращающихся белых карликов показали, что при неоднородном вращении возможно существование белых карликов с центральными плотностями на два порядка выше, чем в случае статических и твердо телом вращающихся звезд.

Наряду с вышеуказанными исследованиями, имеющими астрофизический и космогонический интерес, в лабораториях и на кафедрах университета велись исследования по физике, находящие прямое применение в народном хозяйстве. Так, в области физики твердого тела были изготовлены рентгеновские интерферометры, позволяющие обнаружить и оценить чрезвычайно малые деформации — смещения порядка сотых долей межатомных расстояний. Спрос на них велик, так как с их помощью кроме деформаций можно исследовать также вопросы сверхмонокроматизации рентгеновских лучей, рентгеновской голографии и др. Создан прибор для визуализации рентгенотопографических картин и намечается его серийное производство.

В области квантовой электроники создана теория нелинейных резонансных явлений в газах. Теоретически предсказаны и экспериментально обнаружены такие новые явления, как поворот плоскости поляризации, ударное сжатие импульса, трехфотонное рассеяние и др. Выращены большие бездефектные кристаллы йодата лития для удвоения частоты и параметрического усиления света. Разработана технология и создана аппаратура для выращивания этого кристалла. Созданы лазеры на алюмо-иттриевом гранате непрерывного действия и на молекулярном азоте, а также на гранате квазинепрерывного действия с помощью в несколько сот ватт. Разработаны акустооптические модуляторы света для внутрирезонаторной модуляции лазерного излучения.

По физике полупроводников проведены теоретические исследования электронного энергетического спектра полупроводников при наличии локального короткодействующего потенциала примеси. Исследованы вопросы перестройки энергетического спектра в целом в тонких квантованных полупроводниковых пленках, в многослойных периодических структурах, а также влияние нарушений идеальности, приводящих к появлению энергетических уровней в запрещенной зоне.

Созданный еще в суровые годы Великой Отечественной войны Ереванский физический институт превратился в один из крупных центров по исследованию элементарных частиц с крупнейшим в СССР ускорителем электронов. Из выполненных на ускорителе экспериментальных работ в области физики элементарных частиц можно выделить большой цикл работ по фоторождению заряженных и нейтральных пионов и эта-мезонов обычными и поляризованными фотонами. В экспериментах использовались как твердые мишени из различных веществ, так и жидководородная мишень. Результаты этих работ дали важную информацию о распределении протонов и нейтронов в ядрах, о сечениях взаимодействия нестабильных частиц с нуклонами ядра. Выполненные совместно с учеными ОИЯИ в г. Дубна и учеными из Румынии, Болгарии и ГДР исследования по упругому рассеянию электронов на протонах и дейтронах при малых передаваемых им-

пульсах существенно увеличили точность измерений в этой области и позволили получить новые значения электромагнитных радиусов протона и нейтрона.

Исследования на ускорителе включили в себя также разработку новых и усовершенствование известных экспериментальных методик — различных типов искровых камер, систем автоматического съема экспериментальной информации. Большое внимание было уделено работам по изучению свойств переходного излучения и созданию новых детекторов заряженных частиц высоких энергий на этой основе. В области прикладных исследований на ускорителе можно отметить изучение биологического действия гамма-квантов на дрожеподобный гриб. В последние годы созданы два канала вывода синхротронного излучения ускорителя и начаты исследования с его использованием. В этих исследованиях принимают участие также сотрудники астрофизической обсерватории, кафедр твердого тела Ереванского, Тбилисского и Ростовского университетов, сотрудники Института кристаллографии и биофизики АН СССР, а также специалисты по физике твердого тела из ГДР.

В институте интенсивно продолжают ставшие традиционными исследования космических лучей. Запущенная много лет назад на горе Арагац станция по изучению вариаций интенсивности космических лучей ведет непрерывную регистрацию мюонной и нейтральной компонент космических лучей. Достигнут заметный прогресс в создании впервые установки с использованием детекторов переходного излучения в сочетании с ионизационным калориметром, позволяющей разделить поток пионов и протонов космических лучей с энергией выше 300 Гэв.

В Институте радиофизики и электроники АН АрмССР проведены интересные исследования в различных областях физики, соответствующих профилю института. В области радиофизики СВЧ-диапазона предложены и теоретически и экспериментально исследованы принципиально новые идеи по высокоточной поляриметрии, поляризационной фазометрии и коррелометрии. На их основе созданы системы, устройства и приборы, имеющие ряд существенных преимуществ по сравнению с ранее известными и нашедшие применение в различных областях современной науки и техники. Выполнен ряд теоретических и экспериментальных работ по созданию новых радиоприемных устройств СВЧ-диапазона — радиометров, имеющих весьма высокую чувствительность и широкую полосу пропускания.

В области квантовой радиофизики исследования велись как по пути создания и улучшения характеристик квантовых парамагнитных усилителей (КПУ), так и поиска новых активных сред для таких усилителей. Были созданы КПУ миллиметрового и коротковолновой части сантиметрового диапазона на рубине, рутиле и андалузите. На созданных усилителях впервые экспериментально доказана возможность увеличения произведения полосы пропускания на коэффициент усиления методом частотной модуляции накачки. С целью создания перестраиваемых широкополосных КПУ велись исследования по применению в квантовых усилителях порошкообразных парамагнитных веществ, которые показали, что порошкообраз-

ные вещества успешно могут быть применены в качестве активного вещества.

В области полупроводниковой электроники получены новые полупроводниковые материалы — так называемые компенсированные полупроводники, представляющие из себя кремний, содержащий примеси золота, никеля, цинка, кадмия, серебра и др. элементов. Полупроводниковые диоды, созданные на основе этих материалов, обладают по току двумя устойчивыми состояниями и тем самым представляют из себя уже готовую ячейку памяти или триггер. Указанные полупроводниковые структуры обладают многими практически интересными свойствами, что открывает возможность создания на их основе нового типа интегральных логических схем при создании сверхгигантских интегральных устройств.

В Институте физических исследований АН АрмССР значительное развитие получили работы по физике кристаллов. Разработаны методики выращивания больших бездефектных кристаллов и многосторонне исследованы активные кристаллы лютециево-алюминиевого, иттрий-алюминиевого и смешанных гранатов, а также нелинейные кристаллы йодата лития и ниобата лития. Изучены свойства акустооптических кристаллов молибдата свинца, молибдата гадолиния, германата свинца — уникального материала, сочетающего в себе сегнетоэлектричество, фоточувствительность и естественную оптическую активность.

В области взаимодействия лазерного излучения с веществом ИФИ одним из первых предложил и развил теоретически и экспериментально существенно новое направление — изучение взаимодействия света с веществом вблизи резонанса. Это так называемая резонансная нелинейная оптика, являющаяся весьма многообещающей с практической точки зрения, поскольку она может привести к использованию газов или паров металлов вместо дорогостоящих монокристаллов.

Проводились исследования по атмосферной лазерной связи и прохождению лазерного излучения в атмосфере над сушей и водной поверхностью. Изучались сравнительные характеристики оптической системы связи при модуляции интенсивности или поляризации лазерного излучения. Проводимые в ИФИ работы в области внеатмосферного исследования космических лучей привели к созданию аппаратуры «СИЛЯ-4», которая успешно работала на борту орбитальной научной станции «Салют-4».

Во Всесоюзном научно-исследовательском институте радиофизических измерений разработаны три эталона по антеннам и эталон угла сдвига фаз на сверхвысоких частотах, которые утверждены в качестве Государственных. В последние годы в республике организован новый научный центр — Научно-исследовательские лаборатории ВЦ АН Арм. ССР в г. Горисе. Там ведутся исследования по жидким кристаллам как с точки зрения синтеза новых жидкокристаллических веществ, так и всестороннего исследования их физических свойств.

Физики Армении, как и все ученые нашей страны, полны желания внести свой достойный вклад для претворения в жизнь исторических решений XXV съезда Коммунистической партии Советского Союза.

К ВОПРОСУ О НОВОМ МЕХАНИЗМЕ ГЕНЕРАЦИИ ЯДЕРНЫХ КАСКАДОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

М. О. АЗАРЯН, А. И. БЕЛЬЗЕР, А. И. ДЕМЬЯНОВ,
В. С. МУРЗИН, А. И. САРЫЧЕВА

Обсуждаются аномальные эффекты, которые наблюдаются в ионизационном калориметре и не укладываются в обычную картину ядерно-каскадного процесса в плотном веществе. Проведено сравнение экспериментальных данных, полученных на двух калориметрических установках при энергиях $100 \div 1000$ Гэв и $1000 \div 10000$ Гэв. Результаты интерпретируются с точки зрения гипотезы о возможности существования в области энергий выше 200 Гэв нового механизма взаимодействия адронов с веществом.

1. Особенности развития каскадных линий в ионизационном калориметре

В работах [1—9] сообщалось о нерегулярностях, касающихся динамики ядерно-каскадного процесса в плотном веществе (поглотителе ионизационного калориметра), наблюдавшихся при энергиях выше 200 Гэв на установке „Пион“ [9, 10]. Метод анализа калориметрических данных был основан на изучении флуктуаций формы каскадных кривых в калориметре. Для описания каждого каскада использовался следующий набор параметров: x_i — глубина i -взаимодействия (точка генерации i -максимума ионизации каскадной кривой); l_{ik} — расстояние между i - и k -взаимодействиями; $u = E_1/E_0$ — доля энергии первичной частицы E_0 , уносимая вторичной частицей, создающей i -максимум.

Используя параметр x_i , можно установить, является ли i -максимум ионизации у данной совокупности каскадов результатом первичного или вторичного взаимодействия. Распределение x для первичных максимумов описывается экспонентой

$$W_1(x) \sim \exp(-x/\lambda), \quad (1)$$

для вторичных — функцией с максимумом вида

$$W_2(x) \sim x \exp(-x/L), \quad (2)$$

где L сложным образом зависит от соотношения ядерного пробега и пробега i -взаимодействия.

Функция распределения параметра l_{12} также имеет экспоненциальный вид $W(l_{12}) \sim \exp(-l_{12}/\langle l \rangle)$ и определяется пробегами взаимодействия и средним числом $\langle n \rangle$ вторичных адронов, дающих вклад во второй максимум каскадной кривой. Если все вторичные адроны — нуклоны и π -мезоны, то $\langle l \rangle = \lambda/\langle n \rangle$. При $\langle n \rangle = 1$ спектр энергии, определенный по вторичным максимумам $u = E_2/E_0$, есть, очевидно, спектр лидирующих адронов в лабораторной системе координат. Использовалось также отношение E_2/γ_{cs} , характеризующее

в ультрарелятивистском пределе импульс вторичной лидирующей частицы в системе центра масс (γ_c — лоренц-фактор с. ц. м.), а в нерелятивистском пределе — ее массу.

Обнаруженные в указанных работах нерегулярности заключаются в том, что при $E_0 \gtrsim 200$ Гэв среди каскадов с $u \gtrsim 0,5$ появляется примесь событий, у которых первые максимумы ионизации, также как и вторые, распределены по глубине calorimetра согласно закону (2), в котором параметр L соответствует пробегу взаимодействия $\sim 2\lambda$. Распределение $W(l_{12})$ также меняется в окрестности 200 Гэв: в нем появляется „длиннопробежная“ компонента с $\langle l \rangle \sim 2\lambda$ (20% событий в интервале 200–400 Гэв и 50% при энергиях выше 400 Гэв). Одновременно нарушается регулярность в распределении E_2/γ_c . При $E_0 < 200$ Гэв распределение совпадает с тем, которое можно ожидать на основе измеренных спектров $N(E_0)$ и $N(u)$, а в области выше 200 Гэв в нем возникает добавочный максимум со стороны больших значений E_2/γ_c .

Перечисленные аномалии коррелированы, что позволяет выделить ответственные за них события. Процедура выделения основана на предположении, что неизвестный процесс представляет собой бинарную реакцию, в которой вся энергия передается двум вторичным частицам (T -частицам), относительно слабо взаимодействующим с веществом. В рамках такой модели можно получить более подробные характеристики предполагаемого явления. Получается, что T -частицы имеют массу $m_T \sim 10$ Гэв/ c^2 , среднее время жизни $\tau_0^T \sim 10^{-11}$ сек и вблизи порога реакции (200–400 Гэв) летят преимущественно вперед или назад (в с. ц. м.); с увеличением E_0 угловое распределение этих частиц приближается к изотропному.

2. Поведение calorиметрических каскадов при энергии выше 1 Тэв

Привлечение данных большого ионизационного calorimetра [11], состоящего из 10 рядов ионизационных камер, прослоенных железными фильтрами толщиной 10 см, и имеющего эффективный телесный угол 1,54 м²стер, позволяет продвинуться в область более высоких энергий вплоть до энергии 10 Тэв. С позиции гипотезы о механизме возникновения наблюдаемых в calorиметре „аномальных“ каскадов энергии выше 1000 Гэв представляют интерес уже потому, что относящиеся к этой области энергий сведения могут выявить наличие или отсутствие энергетической зависимости рассматриваемого процесса и тем самым помочь сделать выбор между двумя вариантами T -реакции:

- 1) долгоживущие T -частицы ($\tau_0^T \sim 10^{-9}$ сек) с пробегом взаимодействия в железе $\lambda_T \sim 2\lambda$;
- 2) относительно короткоживущие T -частицы, слабо взаимодействующие с веществом ($\tau_0^T \lesssim 10^{-10}$ сек).

Если осуществляется второй вариант и если верны сделанные оценки массы и времени жизни T -частиц, то при энергиях выше 1000 Гэв нельзя ожидать в точности таких же эффектов, которые наблюдаются в калориметре „Пион“. Действительно, хотя сечение этой реакции довольно значительно (нижняя оценка сечения по данным работ [3, 6, 9] составляет ~ 40 мб при $E_0 \sim 1000$ Гэв), в окрестности 1000 Гэв оно, по всей вероятности, выходит на плато. В то же время с ростом энергии все большее число T -частиц будет покидать калориметр и распадаться за его пределами. Следовательно, вероятность наблюдения в калориметре характерных каскадов, создаваемых T -частицами, должна быстро уменьшаться. Регистрируемые калориметром T -события будут иметь либо вид каскадов с одним максимумом (когда лишь одна из T -частиц распадается в пределах поглотителя), либо близкие энергии E_1 и E_2 , так как при больших E_0 , преимущественно отбираются случаи, когда T -частицы вылетают под углом $\pi/2$ в с. д. м.

Получить информацию о T -событиях с помощью анализа каскадов с одним максимумом ионизации можно, по-видимому, лишь на основе распределения глубин их генерации x_1 и только при наличии обширного статистического материала. T -каскады с двумя максимумами будут иметь значения u , близкие к 0,5. Нетрудно убедиться, что в такой ситуации анализ распределения E_2/γ_c ничего не дает: в предельном случае $f(u) \simeq \text{const}$ распределение

$$dN(m) = \int f[u(E_0)] N(E_0) dE_0 = N(E_0) \text{const } dm$$

будет просто повторять первичный спектр $N(E_0)$. С другой стороны, потеря части наиболее энергичных событий, связанных с рождением T -частиц, должна приводить к искажению измеряемого спектра E_0 , главным образом для каскадов с $u \geq 0,5$ (среди этих каскадов при энергиях $E_0 \leq 1000$ Гэв около половины составляют T -каскады). Учитывая все эти соображения, обратимся к эксперименту.

Спектры энергии E_0 , измеренные для всех 1055 каскадов с $E_0 > 700$ Гэв, т. е. безотносительно к их конфигурации, и для 244 каскадов с $u \geq 0,5$, показаны на рис. 1. Спектры имеют разный наклон: показатели спектра, определенные методом наименьших квадратов по событиям с $E_0 > 1000$ Гэв, получаются равными $\gamma_{u > 0,5} = -3,57 \pm 0,12$ и $\gamma_{\text{все}} = -3,27 \pm 0,07$. Распределение E_2/γ_c , рассчитанное из наблюдаемого спектра $N(E_0)$ и спектра $f(u)$, приведено на рис. 2 вместе с экспериментальным распределением для каскадов с $u \geq 0,5$. Совпадение ожидаемого и наблюдаемого распределений достаточно убедительное; никаких нерегулярностей не усматривается. В распределении пробогов $N(x_1)$, $N(x_2)$ и $N(l)$ также не заметно никаких особенностей (рис. 3, 4).

Итак, единственным экспериментальным фактом, который можно связать с T -эффектом, является чрезмерная крутизна первичного спектра. Даже если выбросить каскады с $u \geq 0,5$, то оставшиеся 811

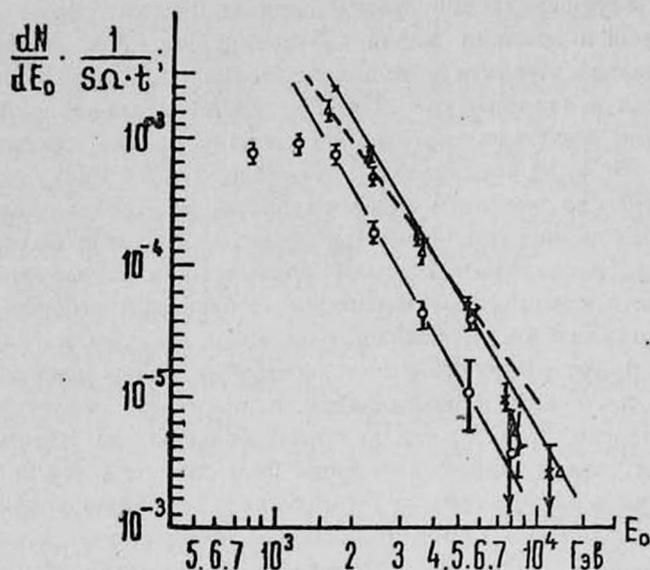


Рис. 1. Спектр E_0 для всех каскадов (1055 каскадов) и для каскадов с $u \geq 0,5$ (244 каскада): X и сплошная прямая — все каскады; O и сплошная прямая — каскады с $u \geq 0,5$; Δ и пунктирная линия (все каскады без каскадов с $u \geq 0,5$).

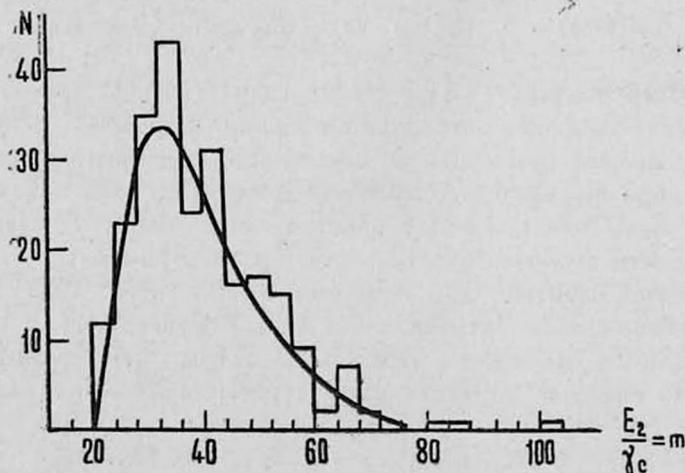


Рис. 2. Экспериментальный и ожидаемый (кривая) спектры E_2/γ_c для каскадов с $u \geq 0,5$.

событий будут распределены по спектру с показателем $\gamma_{u < 0,5} = -3,2 \pm \pm 0,08$ (рис. 1). Такое большое значение γ по сравнению с показателем, полученным на установке „Пион“, можно объяснить увеличением с ростом энергии относительного числа адронов, идущих группами или в составе ливней. Исключение событий с сопровождением приводит к кажущемуся укручению спектра [12]. Существенно, однако, то

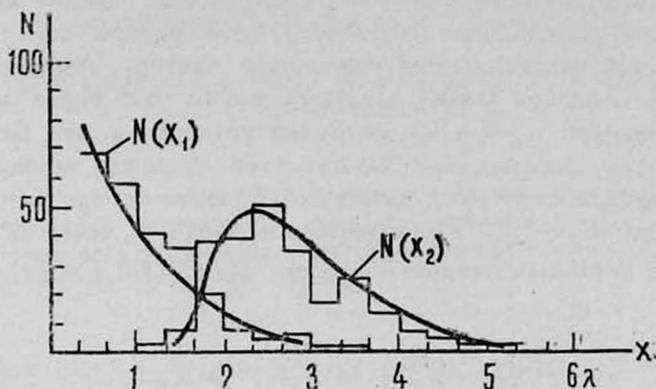


Рис. 3. Распределение пробегов x_1 и x_2 . Кривые — ожидаемые распределения для модели последовательных взаимодействий.

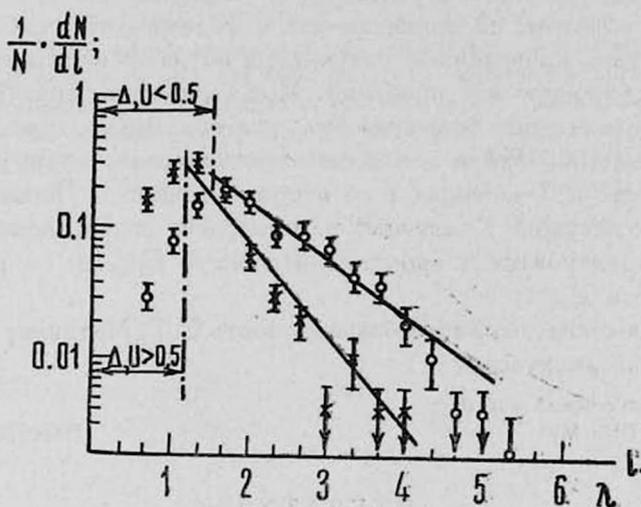


Рис. 4. Распределение пробегов l_{12} . Прямые являются аппроксимацией экспериментальных данных методом наименьших квадратов: X — для каскадов с $u \geq 0,5$; O — для каскадов с $u < 0,5$.

обстоятельство, что спектр E_0 для событий с $u \geq 0,5$ заметно отличается от спектра всех остальных событий. Аналогичные спектры, полученные на установке „Пион“ в области $E_0 > 150$ Гэв, практически совпадают: $\gamma_{\text{всe}} = -2,79 \pm 0,03$ и $\gamma_{u > 0,5} = -2,71 \pm 0,08$.

В работах [3, 6, 9] было показано, что T -частицы с массой $m_T \sim 10$ Гэв/ c^2 и временем жизни $\tau_0^T \sim 0,8 \cdot 10^{-10}$ сек начинают в заметном количестве покидать калориметр при энергиях ~ 1000 Гэв, когда их распадный пробег становится сравнимым с толщиной калориметра x_0 . При $E_0 \sim 1000$ Гэв распадный пробег λ_d оказывается $\geq 10 x_0$, т. е. около 90% всех T -событий должно потеряться. Следовательно, если в окрестности 1000 Гэв T -события составляют $\sim 1/2$ всех каскадов с $u \geq 0,5$ и в дальнейшем сечении их генерации остается более или ме-

нее постоянным, то при 10000 Гэв наблюдаемое число каскадов с $u \geq 0,5$ может уменьшиться наполовину из-за потери всех T -частиц. Полагая, что истинный спектр первичных частиц, генерирующих в калориметре каскады любой конфигурации (в том числе и T -каскады), имеет наклон $\gamma^* = -3,2$, нетрудно установить, что потеря всех T -событий при достижении 10000 Гэв дает примерно такое же изменение показателя спектра γ , какое наблюдается на опыте.

Если при $E_0 = 1000$ Гэв измеряемое число N_0 событий с $u \geq 0,5$ совпадает с истинным числом N_0^* , а при $E_1 = 10000$ Гэв отличается от N_1^* в 2 раза, т. е.

$$\frac{N_1^*}{N_1} = \left(\frac{E_1}{E_0}\right)^{-\gamma^*} / \left(\frac{E_1}{E_0}\right)^{-\gamma} = 2,$$

то видимое изменение показателя γ составит $\Delta\gamma = (\gamma - \gamma^*) = \lg 2 = 0,3'$, т. е. вместо $\gamma^* = -3,2$ получится $\gamma = -3,5$.

Таким образом, по причинам как методического, так и физического характера приведенные результаты не дают однозначного ответа на интересующую нас проблему. Можно, однако, сказать, что выполненные с помощью большого калориметра наблюдения в области энергий выше 1000 Гэв в целом не противоречат сформулированной ранее гипотезе о T -частицах в ее втором варианте. Первый же вариант (долгоживущие T -частицы) не объясняет исчезновения с ростом энергии коррелированных аномалий в спектре E_2/γ_c и в распределениях пробегов x и l .

В заключение выражаем благодарность С. Г. Матиянчу и Э. А. Мамиджяну за дискуссии.

Ереванский физический институт
НИИЯФ МГУ

Поступила 3.VI.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Аношин. Письма ЖЭТФ, 15, 10 (1972).
2. М. У. Аганина и др. Ломоносовские чтения. Тезисы докладов, секц. физ., стр. 5, МГУ, 1972.
3. М. У. Аганина и др. Ломоносовские чтения. Тезисы докладов, секц. физ., стр. 104, МГУ, 1972.
4. А. И. Аношин и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 36, 1640 (1972).
5. М. У. Аганина и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 37, 1380 (1973).
6. М. У. Аганина et al. Proc. of 13th Int. Conf. on Cosmic Rays, Denver, 1973, № 501.
7. А. И. Аношин и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 38, 958 (1974).
8. А. И. Аношин et al. Proc. of 14th Int. Conf. on Cosmic Rays, Munchen, 1975, v. 7, p. 2517.
9. А. И. Демьянов. Канд. диссертация, МГУ, 1975.
10. G. L. Bashindzagian et al. Proc. of 12th Int. Conf. on Cosmic Rays, Hobart, 1971, v. 6, p. 2211.
11. М. О. Азарян и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 221 (1972).
12. И. Н. Ерофеева. Канд. диссертация, МГУ, 1969.

ԲԱՐՁՐ ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ ԴԵՊՔՈՒՄ ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ԿԱՍԿԱԴՆԵՐԻ
ԳԵՆԵՐԱՑՄԱՆ ՆՈՐ ՄԵԽԱՆԵՒՉՄԻ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Մ. Օ. ԱԶԱՐՅԱՆ, Լ. Ի. ԲԵԼՉԵՐ, Ա. Ի. ԴԵՄՅԱՆՈՎ, Վ. Ս. ՄՈՒՐԶԻՆ,
Լ. Ի. ՍԱՐԻՉԵՎԱ

Աշխատանքում քննարկվում են իոնիզացիոն կալորիմետրում դիտվող անոմալ երևույթները, որոնք չեն կարող բացատրվել խիտ միջավայրում սովորական միջուկա-կասկադային պրոցեսների մեխանիզմով: Առաջարկվում է այդ երևույթների բացատրություն ենթադրելով, որ 200 ԳԷՎ էներգիաներից ավելի բարձր էներգիաների տիրույթում զոյուժյուն ունի ազդեցություն և միջավայրի փոխազդեցության նոր մեխանիզմ:

TO THE PROBLEM OF NOVEL MECHANISM OF NUCLEAR
CASCADE GENERATION AT HIGH ENERGIES

M. O. AZARYAN, L. I. BEL'ZER, A. I. DEM'YANOV,
V. S. MURZIN, L. I. SARYCHEVA

The anomalous effects observed in an ionization calorimeter are discussed which are not in keeping with the usual picture of nuclear cascades in dense matter. The experimental results obtained in two calorimetric assemblies were compared at 100÷1000 Gev and 1000÷10000 Gev. The data were treated having in view the possibility of the existence of a novel mechanism of hadronic interaction with matter above 200 Gev.

РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ОБРАЗУЕМОЕ АТОМОМ И ДВУХАТОМНОЙ МОЛЕКУЛОЙ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЕЙ

А. С. АМБАРЦУМЯН, ЯН ШИ

Проведено исследование тормозного излучения отдачи групп электронов, составляющих атом или двухатомную молекулу, возникающего при взаимодействии с ультрарелятивистской частицей, в зависимости от их расположения относительно траектории заряда. Показано, что для длин волн, много больших размеров молекулы, сечение образования излучения на двухатомной молекуле почти в четыре раза больше аналогичного сечения для одного атома. Вычислена поправка к сечению для молекулы, обусловленная интерференцией излучений от каждого из атомов. Указано одно астрофизическое применение результатов настоящей работы.

В работе [1] были получены формулы для рентгеновского излучения отдачи электронов отдельных атомов или молекул при взаимодействии с равномерно и прямолинейно движущейся ультрарелятивистской заряженной частицей. Было проведено исследование этого излучения при различных значениях параметра $Q = \omega r/c$, где ω — частота излучения, r — размер атома или молекулы. Отмечалось, что переходное излучение на макроскопических объектах складывается из таких „первичных“ излучений.

В настоящей работе проведено более детальное, чем в [1], исследование указанного излучения в случае $Q \ll 1$ для атома и двухатомной молекулы в зависимости от их расположения относительно траектории ультрарелятивистского заряда. Показано, что в рассматриваемом случае сечение образования излучения на двухатомной молекуле почти в четыре раза больше соответствующего сечения для одного атома. Учет интерференции излучений от каждого из атомов приводит к поправкам порядка нескольких процентов в зависимости от конкретного распределения электронов в атомах.

1. Исходные формулы

В работе [1] методом теории возмущений была получена формула для фурье-компонент рассеянного поля, образуемого быстрой заряженной частицей, равномерно и прямолинейно пролетающей вблизи атома (или молекулы):

$$E_{\text{рас.}}(x, z, \omega) = A \int f(R') \left| \frac{\omega}{v\gamma} \right| \left\{ \rho_0 + \rho' - \frac{kc^2}{\omega^2} (x(\rho_0 + \rho')) \right\} \times \quad (1)$$

$$\times K_1 \left(\left| \frac{\omega(\rho_0 + \rho')}{v\gamma} \right| \right) \exp \{ -ix(\rho_0 + \rho') + i(\omega/v - \lambda_0)(z_0 + z') \} \frac{d\rho' dz'}{|\rho_0 + \rho'|},$$

где $f(\mathbf{R}')$ — функция распределения электронной плотности, нормированная так, что

$$N = \int_V f(\mathbf{R}) d\mathbf{R}$$

дает общее число электронов внутри атома (или молекулы), ρ_0 и z_0 — поперечная и продольная по направлению движения заряда компоненты радиус-вектора \mathbf{R}_0 центра атома (или молекулы), x — поперечная компонента волнового вектора \mathbf{k} , γ и v — лоренц-фактор и скорость заряженной частицы. Кроме того

$$\lambda_0 = (\omega/c) (1 - c^2 x^2 / \omega^2)^{1/2},$$

$$A = -i\omega_0^2 e V \exp(i\lambda_0 z) / N c^2 v \lambda_0,$$

$$\omega_0 = (4\pi N e^2 / m V)^{1/2}.$$

Пусть выполняется условие

$$Q = \frac{\omega r}{c} \ll 1. \quad (2)$$

Оно означает, что длина волны излучения много больше размера объекта. С другой стороны, для применимости формулы (1) необходимо выполнение следующих двух неравенств:

$$\omega_0 \ll \omega \quad (2')$$

и (см. [1])

$$\frac{\omega_0^2 r}{\omega c} \ll 1.$$

Легко убедиться, что последнее неравенство вытекает из условий (2) и (2'). Оба эти условия выполняются для легких атомов и молекул (водород, гелий), если рассматривать область мягких рентгеновских лучей с энергией порядка нескольких сотен эв до одного кэв. Кроме того, будем считать, что

$$\omega |\rho_0 + \rho'| / v \gamma \ll 1 \quad (|\rho'| \leq r),$$

и для функции K_1 ограничимся ее главным членом

$$K_1 \left(\frac{\omega |\rho_0 + \rho'|}{v \gamma} \right) \approx \frac{v \gamma}{|\rho_0 + \rho'| \omega}.$$

В противном случае функция K_1 экспоненциально мала.

При выполнении неравенства (2) экспоненту в формуле (1) можно разложить в ряд по степеням аргумента и почленно проинтегрировать. В результате получим

$$E_{\text{рас.}}(x, z, \omega) = E_0 + E_1, \quad (3)$$

где индексы 0 и 1 указывают на соответствующий член разложения,

$$E_0 = A \exp \left[-i \kappa \rho_0 + i \left(\frac{\omega}{v} - \lambda_0 \right) z_0 \right] \times \quad (4)$$

$$\times \int \int \left[\rho_0 + \rho' - \frac{\kappa c^2}{\omega^2} (\kappa (\rho_0 + \rho')) \right] \frac{d\rho' dz'}{|\rho_0 + \rho'|^2} f(R'),$$

а E_1 определяется аналогичной формулой с дополнительным множителем $[-i[\kappa \rho' - (\omega/v - \lambda_0) z']]$ в подынтегральной функции. Вообще говоря, в разложении (3) главным является член E_0 . Однако нетрудно убедиться, что если распределение электронной плотности обладает центром симметрии, то при пролете заряда через этот центр величина E_0 тождественно обращается в нуль и главным в разложении (3) становится член E_1 .

Ниже рассмотрим два конкретных случая .. атом и двухатомную молекулу.

2. А т о м

Для простоты будем считать функцию распределения электронной плотности постоянной внутри сферической области с радиусом r , т. е.

$$f(R) = \begin{cases} N/V & \text{при } R \leq r \\ 0 & \text{при } R > r. \end{cases}$$

При этом интеграл (4) вычисляется явно. В результате имеем

$$\begin{aligned} E_0^x &= C \sin^2 \vartheta \sin \varphi \cos \varphi F_0(\rho_0/r), \\ E_0^y &= -C (1 - \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi) F_0(\rho_0/r), \\ E_0^z &= C \sin \vartheta \cos \vartheta \cos \varphi F_0(\rho_0/r), \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$C = \frac{4 \pi i \omega_0^2 e r^2}{3 c^2 v \lambda_0} \exp \left\{ i \left[\lambda_0 z - \kappa \rho_0 + \left(\frac{\omega}{v} - \lambda_0 \right) z_0 \right] \right\}, \quad (6)$$

$$F_0(x) = \begin{cases} \frac{1 - (1 - x^2)^{3/2}}{x} & \text{при } x < 1 \\ \frac{1}{x} & \text{при } x \geq 1. \end{cases} \quad (7)$$

Аналогично получаем выражения для компонент E_1 :

$$\begin{aligned} E_1^x &= \frac{iCQ}{2} \sin \vartheta \sin \varphi [\cos^2 \vartheta F_1(x) + (1 + \sin^2 \vartheta \cos 2\varphi) F_2(x)], \\ E_1^y &= \frac{iCQ}{2} \sin \vartheta \cos \varphi [\cos^2 \vartheta F_1(x) - (1 - \sin^2 \vartheta \cos 2\varphi) F_2(x)], \\ E_1^z &= -\frac{iCQ}{2} [F_1(x) - \cos 2\varphi F_2(x)] \cos \vartheta \sin^2 \vartheta, \end{aligned} \quad (8)$$

$$F_1(x) = \begin{cases} (1-x^2)^{3/2} & \text{при } x < 1 \\ 0 & \text{при } x \geq 1, \end{cases} \quad (9)$$

$$F_2(x) = \begin{cases} \frac{2 - (2+3x^2)(1-x^2)^{3/2}}{5x^2} & \text{при } x < 1 \\ \frac{2}{5x^2} & \text{при } x \geq 1. \end{cases}$$

Спектральное распределение интенсивности излучения, проходящего через плоскость $z = \text{const} \geq z_0$ за все время пролета заряда, определяется по формуле

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{\omega^2}{(2\pi)^4 c} \int |\mathbf{E}_{\text{рас.}}(\mathbf{x}, z, \omega)|^2 \cos^2 \vartheta \sin \vartheta d\vartheta d\varphi. \quad (10)$$

Легко убедиться, что

$$|\mathbf{E}_{\text{рас.}}(\mathbf{x}, z, \omega)|^2 = |\mathbf{E}_0|^2 + |\mathbf{E}_1|^2. \quad (11)$$

Подставляя (5) и (8) в (11) и последнее в (10), получаем формулу для частотно-углового распределения интенсивности излучения:

$$\frac{dW}{d\omega} = D \int \left\{ f_0(\vartheta, \varphi) F_0^2(\rho_0/r) + \frac{Q^2}{4} [f_1(\vartheta, \varphi) F_1^2(\rho_0/r) + \right. \\ \left. + 2f_2(\vartheta, \varphi) F_1(\rho_0/r) F_2(\rho_0/r) + f_3(\vartheta, \varphi) F_2^2(\rho_0/r)] \right\} \sin \vartheta d\vartheta d\varphi, \quad (12)$$

где

$$D = \frac{\omega_0^4 e^2 r^4}{9 c^5 \pi^2},$$

$$\begin{aligned} f_0(\vartheta, \varphi) &= 1 - \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi, \\ f_1(\vartheta, \varphi) &= \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta, \\ f_2(\vartheta, \varphi) &= -\sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta \cos 2\varphi, \\ f_3(\vartheta, \varphi) &= \sin^2 \vartheta (1 - \sin^2 \vartheta \cos^2 2\varphi). \end{aligned} \quad (13)$$

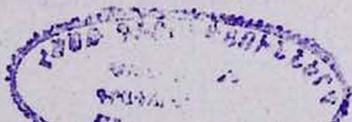
Проинтегрировав (12) по углам ϑ и φ , получаем частотное распределение интенсивности излучения:

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{4\pi D}{3} \left\{ F_0^2(\rho_0/r) + \frac{Q^2}{20} [3F_2^2(\rho_0/r) + F_1^2(\rho_0/r)] \right\}. \quad (14)$$

Из (7) и (9) при $\rho_0 \ll r$ имеем

$$F_0(\rho_0/r) \approx \frac{3}{2} \frac{\rho_0}{r}, \quad F_1(\rho_0/r) \approx 1 - \frac{3}{2} \left(\frac{\rho_0}{r} \right)^2, \\ F_2(\rho_0/r) \approx \frac{3}{10} \left(\frac{\rho_0}{r} \right)^2.$$

Подставляя эти выражения в (14), при $\rho_0 \ll r$ получаем



$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{dW^c}{d\omega} \left(1 + \frac{45}{Q^2} \left(\frac{\rho_0}{r} \right)^2 + \dots \right), \quad (15)$$

где

$$\frac{dW^c}{d\omega} = \frac{\pi/1)Q^2}{15} \quad (16)$$

есть интенсивность при „центральной“ столкновении заряда с атомом [1].

Зависимость интенсивности излучения от параметра ρ_0/r , вычисленная согласно формулам (14) и (15) для двух значений Q , представлена графически на рис. 1.

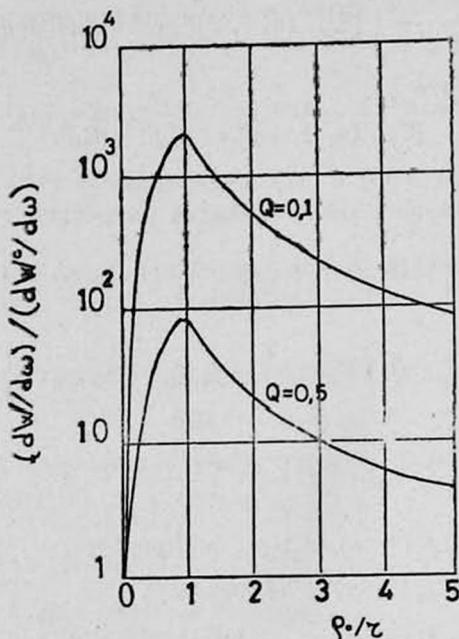


Рис. 1. Зависимость интенсивности излучения, образованного на атоме, от отношения прицельного расстояния к радиусу атома для двух значений Q .

Вычислим сечение образования излучения с учетом E_1 :

$$d\sigma = \frac{1}{\hbar\omega} \left(\int \frac{dW}{d\omega} d\rho_0 \right) d\omega. \quad (17)$$

Воспользовавшись для $dW/d\omega$ формулой (14) и интегрируя по ρ_0 от нуля до величины порядка v_1^2/ω , получаем

$$d\sigma_{\text{ар.}} = \frac{16 N^2 r_e^2}{3 \cdot 137 \omega} \left(\ln \frac{v_1^2}{\omega r} + 0,3637 + \frac{Q^2}{40} \right) d\omega, \quad (18)$$

где $r_e = e^2/mc^2$ — классический радиус электрона. Два последних члена в скобках выражения (18) (второй из них соответствует учету E_1) являются поправочными, и их величина зависит от конкретного выбора модели распределения электронов в атоме.

3. Двухатомная молекула

Рассмотрим молекулу, состоящую из двух одинаковых атомов с радиусом r , расположенных на расстоянии $2r$ друг от друга. Функция распределения электронной плотности в этой модели имеет вид

$$f(\mathbf{R}) = \begin{cases} N/V & \text{при } |\mathbf{R} - \mathbf{r}_1| \leq r \text{ или } |\mathbf{R} - \mathbf{r}_2| \leq r \\ 0 & \text{при } |\mathbf{R} - \mathbf{r}_1| > r \text{ и } |\mathbf{R} - \mathbf{r}_2| > r, \end{cases} \quad (19)$$

где $\mathbf{r}_1 = -\mathbf{r}_2$ — вектор, проведенный из точки соприкосновения атомов (центра молекулы) в центр одного из атомов.

Вычислим по формуле (4) поле излучения. При этом будем рассматривать общий случай произвольной ориентации молекулы относительно траектории заряженной частицы. Через центр молекулы C построим плоскость, перпендикулярную траектории заряда. Положение молекулы описывается углом ψ наклона оси молекулы относительно построенной поперечной плоскости, вектором ρ_0 , проведенным из центра молекулы C к точке O пересечения траектории заряда с поперечной плоскостью („след“ заряда), и углом α между проекцией C_1C_2 оси молекулы и указанным вектором ρ_0 (см. рис. 2).

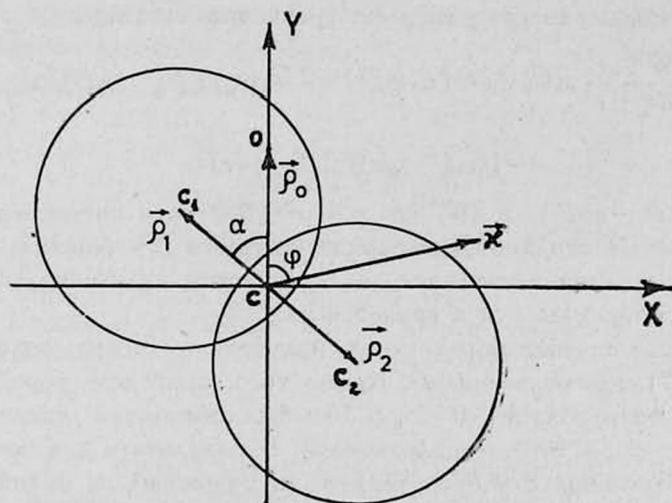


Рис. 2. Проекция двухатомной молекулы на плоскость, перпендикулярную к траектории заряда.

Подставляя (19) в (4) и интегрируя по всей молекуле, получаем:

$$\begin{aligned} E_0^x &= C [g_1(-\rho_0/r) G_0(-\rho_0/r) - g_1(\rho_0/r) G_0(\rho_0/r)], \\ E_0^y &= C [g_2(-\rho_0/r) G_0(-\rho_0/r) - g_2(\rho_0/r) G_0(\rho_0/r)], \\ E_0^z &= -C [g_3(-\rho_0/r) G_0(-\rho_0/r) - g_3(\rho_0/r) G_0(\rho_0/r)], \end{aligned} \quad (20)$$

где

$$G_0(x) = \begin{cases} \frac{1 - (1 - g_0(x))^{3/2}}{g_0(x)} & \text{при } g_0(x) < 1 \\ \frac{1}{g_0(x)} & \text{при } g_0(x) \geq 1, \end{cases}$$

$$g_0(x) = x^2 + \cos^2 \psi + 2x \cos \psi \cos \vartheta,$$

$$g_1(x) = \cos \psi \sin \alpha - x \sin \vartheta \cos \vartheta \sin^2 \vartheta - \cos \psi \sin^2 \vartheta \sin \vartheta \cos(\alpha - \vartheta), \quad (21)$$

$$g_2(x) = x + \cos \psi \cos \alpha - x \cos^2 \vartheta \sin^2 \vartheta - \cos \psi \sin^2 \vartheta \cos \vartheta \cos(\alpha - \vartheta),$$

$$g_3(x) = \sin \vartheta \cos \vartheta [x \cos \vartheta + \cos \psi \cos(\alpha - \vartheta)],$$

ϑ и φ — полярный и азимутальный углы излучения, причем последний отсчитывается от вектора ρ_0 .

Заметим, что при $\rho_0/r \rightarrow 0$ компоненты поля излучения E_0 согласно формулам (20) обращаются в нуль. Тогда необходимо учесть следующий член разложения E_1 . Однако за исключением случая, когда заряд пролетает в непосредственной окрестности центра молекулы, так что $\rho_0/r \lesssim Q$, формулы дают весьма хорошее приближение.

Подставляя формулы (20) в (11) и (10) и интегрируя по ϑ и φ , получаем частотное распределение интенсивности в зависимости от ориентации молекулы относительно траектории частицы:

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{dW^{nc}}{d\omega} \frac{\rho_0^2}{r^2} \{ [G_0(\rho_0/r)]^2 g_0(\rho_0/r) + 2 G_0(\rho_0/r) G_0(-\rho_0/r) h_0(\rho_0/r) + \\ + [G_0(-\rho_0/r)]^2 g_0(-\rho_0/r) \}, \quad (22)$$

где $h_0(x) = x^2 - \cos^2 \psi$, а $dW^{nc}/d\omega = 4\pi r^2 D/3\rho_0^2$ есть интенсивность при „нецентральной“ столкновении заряда с атомом [1]. Анализ формулы (22) показывает, что зависимость интенсивности излучения от углов ориентации молекулы ψ и α является слабой.

Вычислим сечение образования излучения. Будем исходить из формулы (17), где $d\rho_0 = \rho_0 d\rho_0 dz$. Кроме того, проведем усреднение по углу ψ . Расчет в области $0 \leq \rho_0 \leq 10r$ был выполнен численно, а в области $10r \leq \rho_0 \leq v\tau/\omega$ — аналитически. В результате для сечения образования излучения с учетом квантов, испущенных в заднюю полу-сферу (результативно это выражается в удвоении сечения), имеем

$$d\sigma_{\text{мол.}} = \frac{16 \cdot 4 r_e^2 N^2}{3 \cdot 137 \omega} \left(\ln \frac{v\tau}{\omega r} - 0,0272 \right). \quad (23)$$

Из сравнения формул (23) и (18) видно, что сечение $d\sigma_{\text{мол.}}$ образования излучения на двухатомной молекуле больше аналогичного сечения $d\sigma_{\text{ат.}}$ на одном атоме почти в четыре раза. Такой результат естественен, так как при выполнении условия (2) все электроны излучают практически когерентно. Поскольку в двухатомной молекуле число электронов вдвое больше, чем в одном атоме, то соответствующее сечение должно быть в четыре раза больше. Однако расчет, про-

веденный в настоящей работе, показывает, что на самом деле из-за интерференции это отношение несколько меньше четырех:

$$\frac{d\sigma_{\text{моп.}}}{d\sigma_{\text{ат.}}} = 4 \left\{ 1 - \frac{0,3909}{\ln \frac{v_1}{\omega r} + 0,3637} \right\}. \quad (24)$$

Поскольку большая величина $\gamma v/\omega r$ находится в аргументе логарифма, то, например, при $\gamma v/\omega r \sim 10^3$ поправка может составлять порядка 5%. Из вывода формулы (22) видно, что указанная поправка зависит от выбора конкретных моделей молекулы и атома.

Можно указать на одно астрофизическое применение настоящей работы. При прохождении быстрой заряженной частицы через разреженное молекулярное или атомарное облако [2] образуется рентгеновское переходное излучение [3]. Из формулы (24) следует, что в области длинных рентгеновских волн для одного и того же количества вещества молекулярное облако должно излучать примерно в два раза интенсивнее атомарного. Следовательно, если оценена общая масса облака, то из результатов наблюдения рентгеновского переходного излучения, образованного в облаке, можно сделать определенные выводы о доле вещества, находящегося в молекулярном состоянии.

Авторы признательны Г. М. Гарибяну за полезные обсуждения и постоянное внимание к работе.

Ереванский физический институт

Поступила 26.VI.1976

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. С. Амбарцумян, Г. М. Гарибян, Ян Ши. Изв. АН АрмССР, Физика, 10, 4 (1975).
2. Р. М. Solomon. Physics Today, 26 (3), 32 (1973).
3. Г. Г. Бахшян, Г. М. Гарибян, Ян Ши. Астрофизика, 9, 371 (1973); 10, 93 (1974).
4. Г. М. Гарибян, Ян Ши. Астрофизика, 11, 153 (1975).

ԳԵՐԱՐԱԳ ԼԻՑԷՆԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿԻ ՀԵՏ ԱՏՈՄԻ
ԵՎ ԵՐԿԱՏՈՄ ՄՈՆԻԿՈՒԼԻ ՓՈԽԱԶԳԵՑՈՒԹՅԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ
ԱՌԱՋԱՑՈՂ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳՈՅԹՈՒՄԸ

Ա. Ս. ՀԱՄԲԱՐՁՈՒՄՅԱՆ, ՅԱՆ ՇԻ

Ուսումնասիրված է ատոմի և երկատոմ մոլեկուլի էլեկտրոնների հետհարվածի ժամանակ առաջացող արդելակման ճառագայթումը, կախված փոխազդող գերարագ մասնիկի հետազդի նկատմամբ վերոհիշյալ էլեկտրոնների բաշխումից: Ցույց է տրված, որ երբ ճառագայթման ալիքի երկարությունը գերազանցում է մոլեկուլի չափսերը, երկատոմ մոլեկուլի վրա առաջացող ճառագայթման կտրվածքը գրեթե չորս անգամ դրակվողում է ատոմի համար համապատասխան կտրվածքը: Հաշվի է առնված նաև երկատոմ մոլեկուլից առաջացած ճառագայթման ինտերֆերենցիոն բնույթը: Ցույց է տրված արդյունքների ֆիզիկական կիրառման մի հնարավորություն:

X-RAY RADIATION EMITTED BY ATOM AND DIATOMIC MOLECULE INTERACTING WITH ULTRARELATIVISTIC CHARGED PARTICLE.

A. S. AMBARTSUMYAN, C. YANG

Investigation of the bremsstrahlung of recoil atomic or molecular electrons generated at the interaction with an ultrarelativistic charge in flight is carried out in dependence of their orientation relative to the charge trajectory. It is shown that for wavelengths much more than the molecular size, the cross section of radiation on the diatomic molecule is nearly four times as big as the corresponding one-atom cross section. The correction for the molecule cross section due to the interference of radiation from each atom is calculated. One astrophysical application of the present paper results is pointed out.

СИЛА, ДЕЙСТВУЮЩАЯ НА ПЛАСТИНУ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ
ЧЕРЕЗ НЕЕ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ

М. М. МУРАДЯН

Показано, что сила, действующая на пластину при прохождении через нее релятивистской заряженной частицы, есть сила отдачи, обусловленная образованием переходного излучения, а импульс, полученный пластиной за все время пролета заряженной частицы, пропорционален энергии этой частицы.

Исследованию вопроса о возбуждении механических колебаний в пластинах при прохождении через них релятивистских заряженных частиц посвящено много работ [1—3]. Основной целью этих работ является использование энергетической зависимости амплитуды механических колебаний как метода регистрации частиц высоких энергий.

В работе [3] рассмотрен вопрос о возбуждении механических колебаний в тонкой металлической мишени при прохождении через нее релятивистских заряженных частиц и вычислена средняя сила, с которой пролетающая частица действует на мишень. Показано, что эта средняя сила пропорциональна энергии падающей частицы. Однако недостаточно понятна методика расчета и, на наш взгляд, полученный результат верен лишь с точностью до коэффициента.

В настоящей работе показано, что сила, действующая на пластину при прохождении через нее заряженной частицы, есть сила отдачи, обусловленная образованием переходного излучения, а импульс, полученный пластиной за время пролета, пропорционален энергии пролетающей частицы.

Пусть частица с зарядом e пролетает с постоянной скоростью v вдоль положительного направления оси z перпендикулярно через пластину с толщиной a , расположенную в вакууме. Поперечные размеры пластины считаем бесконечными, а левая граница пластины проходит через точку $z = 0$. При прохождении заряженной частицы через пластину образуются переменные электромагнитные поля излучения как до пластины $(E_0(r, t), H_0(r, t))$ и за пластиной $(E_0(r, t), H_0(r, t))$, так и внутри пластины $(E''(r, t), H''(r, t), E'(r, t), H'(r, t))$.

Сила, действующая на пластину при прохождении через нее заряженной частицы, выражается следующей формулой [4, 5]:

$$F_i = \int \frac{\partial T_{ik}}{\partial X_k} dv - \frac{1}{4\pi c} \int \frac{\partial}{\partial t} [EH]_i dv, \quad (1)$$

где T_{ik} — тензор плотности потока импульса, который идет на изменение импульса как вещества, так и электромагнитного поля. Вычитание второго члена в формуле (1) означает, что мы интересуемся лишь силой, действующей на среду, т. е. в нашем случае на пластину.

Применив к первому члену теореме Гаусса, получим

$$F_l = \oint T_{lk} n_k df - \frac{1}{4\pi c} \int \frac{\partial}{\partial t} [\mathbf{E}\mathbf{H}]_l dv, \quad (2)$$

где n_k — единичный вектор нормали к поверхности пластины.

Выражение для T_{lk} , которое справедливо при любом соотношении между индукциями и напряженностями поля (включая случаи, в которых проявляется дисперсия поляризуемости и магнитной восприимчивости среды, а также при наличии гистерезиса среды), имеет следующий вид [4]:

$$T_{lk} = \frac{1}{4\pi} (E_l D_k + H_l B_k) - \frac{1}{8\pi} \delta_{lk} (E^2 + \mathbf{H}\mathbf{H} - 4\pi \mathbf{M}\mathbf{M}), \quad (3)$$

где \mathbf{M} — магнитный момент единицы объема, \mathbf{D} и \mathbf{B} — индукции электрического и магнитного полей.

Поскольку мы интересуемся заоптическими частотами, а учет отличия от единицы магнитной проницаемости является превышением точности уже при частотах, гораздо более низких, чем оптические [5], то в формуле [3] можно положить $\mathbf{M} = 0$. С учетом этого формулу (3) можно записать в следующем виде:

$$T_{lk} = \frac{1}{4\pi} (E_l D_k + H_l H_k) - \frac{1}{8\pi} \delta_{lk} (E^2 + H^2). \quad (4)$$

Подставив (4) в формулу (2), получим

$$F = \frac{1}{4\pi} \oint [\mathbf{E}(\mathbf{D}\mathbf{n}) + \mathbf{H}(\mathbf{H}\mathbf{n}) - \frac{1}{2} (E^2 + H^2)\mathbf{n}] df - \frac{1}{4\pi c} \int \frac{\partial}{\partial t} [\mathbf{E}\mathbf{H}] dv. \quad (5)$$

Электромагнитные поля, входящие в (5), представляют собой полные поля, т. е. поле заряда плюс поля излучения. Тогда в самой пластине для полей имеем

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{E}_3(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}'(\mathbf{r}, t) + \mathbf{E}''(\mathbf{r}, t), \\ \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{H}_3(\mathbf{r}, t) + \mathbf{H}'(\mathbf{r}, t) + \mathbf{H}''(\mathbf{r}, t), \end{aligned} \quad (6)$$

которые на границах пластины принимают следующий вид [6]:

$$\mathbf{E}_1(\rho, z=0, t) = \int [\mathbf{E}_3(\mathbf{x}, \omega) + \mathbf{E}'(\mathbf{x}, \omega) + \mathbf{E}''(\mathbf{x}, \omega)] e^{i(\mathbf{x}\rho - \omega t)} \frac{d\mathbf{x}d\omega}{v}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_2(\rho, z=a, t) &= \int [\mathbf{E}_3(\mathbf{x}, \omega) e^{i\frac{\omega}{v}a} + \mathbf{E}'(\mathbf{x}, \omega) e^{i\mathbf{x}a} + \mathbf{E}''(\mathbf{x}, \omega) e^{-i\mathbf{x}a}] \times \\ &\quad \times e^{i(\mathbf{x}\rho - \omega t)} \frac{d\mathbf{x}d\omega}{v}, \end{aligned}$$

где

$$\mathbf{E}_3(\mathbf{x}, \omega) = \frac{i\epsilon}{2\pi^2\epsilon} \frac{\frac{\omega\epsilon}{c^2} \mathbf{v} - \mathbf{k}}{\Lambda},$$

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}_t(\mathbf{x}, \omega) &= \frac{ie\mathbf{x}}{2\pi^2 F} [\rho^+ \gamma^- e^{i\frac{\omega}{v} a} + \rho^- \gamma^+ e^{i\lambda a}], \\
 \mathbf{E}'_t(\mathbf{x}, \omega) &= -\frac{ie\mathbf{x}}{2\pi^2 F} [\rho^+ \gamma^+ e^{-i\lambda a} + \rho^- \gamma^- e^{i\frac{\omega}{v} a}], \\
 \mathbf{E}_n(\mathbf{x}, \omega) &= \frac{x}{\lambda} \mathbf{E}_t(\mathbf{x}, \omega), \quad \mathbf{E}'_n(\mathbf{x}, \omega) = -\frac{x}{\lambda} \mathbf{E}'_t(\mathbf{x}, \omega); \\
 F &= (\rho^+)^2 e^{-i\lambda a} + (\rho^-)^2 e^{i\lambda a}, \quad \Lambda = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon, \quad \Lambda_0 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2},
 \end{aligned} \tag{8}$$

$$\begin{aligned}
 \rho^\pm &= \frac{1}{\lambda_0} \pm \frac{\varepsilon}{\lambda}, \quad \gamma^\pm = \frac{-\frac{v}{\omega} \pm \frac{\varepsilon}{\lambda}}{\Lambda_0} + \frac{\frac{v}{\omega} \mp \frac{1}{\lambda}}{\Lambda}, \\
 k^2 &= \frac{\omega^2}{v^2} + x^2, \quad \lambda^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - x^2, \quad \lambda_0^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - x^2;
 \end{aligned}$$

x и ρ — соответственно поперечные компоненты волнового вектора \mathbf{k} и радиус-вектора \mathbf{r} .

Напряженности магнитного поля выражаются через напряженности электрического поля следующим образом:

$$\begin{aligned}
 H_{3t}(\mathbf{x}, \omega) &= -\frac{\varepsilon}{c} E_{3t}(\mathbf{x}, \omega), \\
 H'_t(\mathbf{x}, \omega) &= \frac{\omega\varepsilon}{c\lambda} E'_t(\mathbf{x}, \omega), \\
 H_t(\mathbf{x}, \omega) &= -\frac{\omega\varepsilon}{c\lambda} E_t(\mathbf{x}, \omega), \\
 H_{3n} &= H'_n = H_n = 0.
 \end{aligned} \tag{9}$$

Из формулы (5) с учетом (9) для силы, действующей по нормали к поверхности пластины, получаем

$$F_n = \frac{1}{4\pi} \oint \left(E_n D_n - \frac{E^2 + H^2}{2} \right) df - \frac{1}{4\pi c} \int \frac{\partial}{\partial t} [\mathbf{E}\mathbf{H}]_n dv. \tag{10}$$

Вычислим теперь импульс, полученный пластиной за все время пролета заряженной частицы:

$$P = \int_{-\infty}^{+\infty} F_n dt. \tag{11}$$

Взяв производную по t во втором члене выражения (10) и проинтегрировав по ω' с помощью функций $\delta(\omega \pm \omega')$, которые появляются при интегрировании по t , нетрудно видеть, что этот член обра-

щается в нуль. Далее, взяв интеграл по замкнутой поверхности и учитывая, что $E(-\kappa, -\omega) = E^*(\kappa, \omega)$, получаем

$$P = \frac{\pi^2}{2v^2} \int \left\{ [2\varepsilon'(\omega) - 1] [|E_{1n}(\kappa, \omega)|^2 - |E_{2n}(\kappa, \omega)|^2] - [|E_{1t}(\kappa, \omega)|^2 - |E_{2t}(\kappa, \omega)|^2] - [|H_{1t}(\kappa, \omega)|^2 - |H_{2t}(\kappa, \omega)|^2] \right\} d\kappa d\omega. \quad (12)$$

Подставляя в (12) значения фурье-компонент полей из (7), (8) и (9), получаем

$$P = P_1 + P_2, \quad (13)$$

где

$$P_1 = -\frac{\pi^2}{v^2} \int \operatorname{Re} \left\{ \frac{(\varepsilon - 1)(\lambda^2 - \kappa^2)}{\lambda^2} E'_t E_t^* - E_{t3}^* (E'_t + E_t) + \right. \\ \left. + \frac{\omega}{v\lambda} [\varepsilon - (\varepsilon - 1)(\varepsilon\beta^2 - 1)] E_{t3}^* (E'_t - E_t) \right\} d\kappa d\omega,$$

$$P_2 = -\frac{\pi^2}{v^2} \int \operatorname{Re} \left\{ \left(1 - \frac{\omega}{v\lambda} [\varepsilon - (\varepsilon - 1)(\varepsilon\beta^2 - 1)] \right) E_{t3}^* E_t e^{-i\left(\frac{\omega}{v} + \lambda\right)a} + \right. \\ \left. + \left(1 + \frac{\omega}{v\lambda} [\varepsilon - (\varepsilon - 1)(\varepsilon\beta^2 - 1)] \right) E_{t3}^* E_t e^{-i\left(\frac{\omega}{v} - \lambda\right)a} - \right. \\ \left. - \frac{(\varepsilon - 1)(\lambda^2 - \kappa^2)}{\lambda^2} E'_t E_t^* e^{2i\lambda a} \right\} d\kappa d\omega. \quad (14)$$

В случае, когда $a = 0$, получаем, как и следовало ожидать, $P = 0$.

Когда же имеет место

$$\left(\frac{\omega}{v} - \lambda \right) a \gg 1, \quad (15)$$

т. е. толщина пластины больше, чем зона формирования переходного излучения в среде, то получаем

$$P_2 = 0, \\ P_1 = -\frac{e^2}{\pi^2 v^2} \int \frac{\kappa^2 d\kappa d\omega (1 - \varepsilon)^2 \frac{\omega^2}{c^2} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - \Lambda_0 \right)}{\frac{\omega\varepsilon}{v\lambda_0} \Lambda_0^2 \Lambda^2}. \quad (16)$$

Интегрируя (16) по переменным κ и ω методом Ландау [5, 6], находим

$$P = -\frac{2e^2\omega_0}{3c^2\sqrt{1-\beta^2}}, \quad (17)$$

где ω_0 — плазменная частота среды, $\beta = v/c$.

Нетрудно видеть, что если выражение (17) помножить на $v = c$, то, как и следовало ожидать, получим формулу переходного излуче-

ния с обратным знаком, поскольку согласно закону сохранения импульса импульс, полученный пластиной за все время пролета заряженной частицы, должен равняться импульсу переходного излучения с обратным знаком.

Таким образом, сила, действующая на пластину при прохождении заряженной частицы через нее, обусловлена образованием переходного излучения, а импульс пластины пропорционален энергии пролетающей заряженной частицы.

Автор выражает благодарность А. Ц. Амагуни за привлечение внимания к рассмотренной задаче и Г. М. Гарибяну за полезные обсуждения.

Ереванский физический институт

Поступила 16. VI. 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. И. А. Боршковский и др. ЖЭТФ, 63, 1337 (1972).
2. И. А. Ахиезер, В. Т. Лазурик-Эльцуфин. ЖЭТФ, 63, 1776 (1972).
3. Н. П. Калашников. Письма ЖЭТФ, 17, 435 (1973).
4. Я. И. Френкель. Электродинамика, ОНТИ, 1935, т. 2.
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, М., 1957.
6. Г. М. Гарибян, М. М. Мурадян. Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 310 (1966).

ԹԻՓԵՂԻ ՎՐԱ ԱԶԴՈՂ ՈՒԺԸ, ԵՐԲ ՆՐԱ ՄԻՋՈՎ ԱՆՑՆՈՒՄ Է
ՌԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԻԿ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿ

Գ. Մ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ թիթեղի միջով ուղիարկվող լիցքավորված մասնիկի անցման ժամանակ վերջինիս վրա ազդում է հտհարվածի ուժ, պլազմանավորված անցումային ճառագայթման առաջացումով: Իսկ իմպուլսը, որը ստանում է թիթեղը լիցքավորված մասնիկի ամբողջ շարժման ընթացքում, համեմատական է այդ մասնիկի էներգիային:

THE FORCE ACTING ON THE PLATE AT THE PASSAGE OF A CHARGED RELATIVISTIC PARTICLE

M. M. MURADYAN

It is shown, that the force acting on the plate at the passage of a charged relativistic particle is the recoil force due to the generated transition radiation and the momentum accepted by the plate is proportional to the particle energy.

О ВЛИЯНИИ ВРЕМЕННЫХ ФЛУКТУАЦИЙ НА ИЗЛУЧЕНИЕ В ХАОТИЧЕСКИ-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

Г. А. БЕГИАШВИЛИ, В. Г. ГАВРИЛЕНКО, Г. В. ДЖАНДИЕРИ

В работе рассматривается излучение точечного заряда, движущегося с произвольной скоростью в среде с хаотическими пространственно-временными неоднородностями. Показано, что излучение имеет место и в случае неподвижного заряда. Получены выражения интенсивностей излучения для двух функций корреляции, когда турбулентная среда находится под действием однородного электростатического поля.

Переходное излучение, возникающее при движении заряженной частицы в среде со случайными пространственными неоднородностями, в настоящее время изучено достаточно подробно (см., напр., [1, 2]). В последние годы возрос интерес к исследованию волновых процессов в средах, параметры которых флуктуируют не только в пространстве, но и во времени.

В настоящей работе рассматривается излучение точечного заряда, движущегося в среде с хаотическими пространственно-временными неоднородностями. При этом оказывается, что наличие временных флуктуаций приводит к тому, что излучение имеет место и в случае неподвижного заряда. Исследуется также излучение, возникающее под действием однородного электростатического поля.

Рассмотрим изотропную недиспергирующую турбулентную среду без поглощения, диэлектрическая проницаемость которой имеет вид $\varepsilon(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 + \varepsilon_1(\mathbf{r}, t)$, причем $\varepsilon_0 = \text{const}$, $|\varepsilon_1| \ll \varepsilon_0$; $\varepsilon_1(\mathbf{r}, t)$ — статистически-однородная изотропная и стационарная случайная функция с нулевым средним значением ($\langle \varepsilon_1 \rangle = 0$). В этом случае можно воспользоваться методом малых возмущений и записать уравнение для поля излучения \mathbf{e} движущегося заряда в виде

$$\text{rot rot } \mathbf{e} + \frac{\varepsilon_0}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{e}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}, \quad (1)$$

где

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} [\varepsilon_1(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)], \quad (2)$$

а $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ — невозмущенное поле движущегося заряда.

Обычным способом [3] можно вычислить средний угловой спектр мощности излучения

$$\Psi = -\frac{1}{2T_0} \text{Re} \int \langle \mathbf{j}^*(\mathbf{k}, \omega) \mathbf{e}(\mathbf{k}, \omega) \rangle k^2 \frac{dk d\omega}{(2\pi)^4}, \quad (3)$$

где T_0 — характерное время существования нашей системы, $\mathbf{j}(\mathbf{k}, \omega)$ и $\mathbf{e}(\mathbf{k}, \omega)$ — фурье-образы тока $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ и поля излучения $\mathbf{e}(\mathbf{r}, t)$.

В нашем случае имеем

$$e_m(\mathbf{k}, \omega) = \frac{4\pi}{c^2} (i\omega) \left[\frac{\delta_{mn}}{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0 - k^2} - \frac{k_m k_n}{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0 \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0 - k^2 \right)} \right] j_n(\mathbf{k}, \omega), \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \langle j_m(\mathbf{k}, \omega) j_n^*(\mathbf{k}, \omega) \rangle &= 4q^2 \omega^2 T_0 \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_s(\mathbf{k} - \mathbf{k}', \omega - \mathbf{k}'\mathbf{v}) \times \\ &\times \frac{\frac{(\mathbf{k}'\mathbf{v})^2}{c^4} v_m v_n - \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{(\mathbf{k}'\mathbf{v})}{c^2} (v_m k'_n + v_n k'_m) + \frac{1}{\varepsilon_0^2} k'_m k'_n}{\left| \frac{(\mathbf{k}'\mathbf{v})^2}{c^2} \varepsilon_0 - k'^2 \right|^2} d\mathbf{k}', \end{aligned} \quad (5)$$

где q — заряд движущейся частицы, \mathbf{v} — скорость ее движения $\Phi_s(\mathbf{k}, \omega)$ — пространственно-временной спектр мощности флуктуации диэлектрической проницаемости.

Далее ограничимся вычислением интенсивности излучения в поперечном по отношению к скорости движения заряда направлении в случае, когда спектр флуктуации имеет гауссов вид

$$\Phi_s(\mathbf{k}, \omega) = \pi^2 T l^3 \langle \varepsilon_1^2 \rangle \exp\left(-\frac{\omega^2 T^2}{4} - \frac{k^2 l^2}{4}\right) \quad (6)$$

и выполнены следующие неравенства:

$$\frac{v}{c} \ll 1, \quad \frac{v}{c} \ll \left(\frac{l}{cT}\right)^2, \quad \frac{vT}{l} \ll 1. \quad (7)$$

Тогда при $l \ll cT$ получаем

$$\Psi = \frac{\langle \varepsilon_1^2 \rangle}{\varepsilon_0^{5/2}} \frac{q^2}{cT^2} \xi \left(1 + \frac{2}{5} \varepsilon_0 \frac{v^2}{c^2}\right), \quad (8)$$

а при $l \gg cT$ имеем

$$\Psi = \frac{\langle \varepsilon_1^2 \rangle}{\varepsilon_0^{7/2}} \frac{q^2 c}{l^2} \left[1 + \left(\frac{vT}{l}\right)^2 \frac{1}{\xi}\right], \quad (9)$$

где $\xi = \frac{\varepsilon_1^2 l^2}{c^2 T^2}$. Заметим, что измеряя интенсивность излучения, можно восстановить значения параметров l и T . Из последних выражений видно, что излучение имеет место и в случае неподвижного заряда ($v=0$). При этом в силу изотропности легко вычислить полную мощность излучения для произвольного значения параметра ξ :

$$J = 4\pi \frac{\langle \varepsilon_1^2 \rangle}{\varepsilon_0^{5/2}} \frac{q^2}{cT^2} \frac{\xi}{(1+\xi)^2}. \quad (10)$$

Аналогичное излучение, как отмечалось в работе [4], возникает и под действием однородного электростатического поля E_0 . Для получения углового спектра мощности можно воспользоваться изложенным

выше методом, заменив невозмущенное поле точечного заряда на E_0 . Однако для этой цели лучше воспользоваться известным выражением для спектра мощности рассеянного поля в случае падения плоской волны на объем, заполненный флуктуирующей средой [4, 5]. Для этого достаточно устремить частоту и волновое число падающей волны к нулю. Соответствующий результат для гауссовой функции корреляции, имеющей спектр (6), можно получить непосредственно из [5]. Для сравнения имеет смысл рассмотреть другую функцию корреляции

$$B_s(\rho, \tau) = \langle \varepsilon_1^2 \rangle \frac{1}{\left(1 + \frac{\tau^2}{T^2}\right)^{3/2}} \exp \left[-\frac{\rho^2}{l^2 \left(1 + \frac{\tau^2}{T^2}\right)} \right], \quad (11)$$

которая хорошо описывает флуктуации, вызванные турбулентным перемешиванием в жидкостях и газах со среднеквадратичной скоростью $\langle v^2 \rangle \sim l^2/T^2$. В этом случае спектр мощности излучения в зоне Фраунгофера имеет вид

$$\begin{aligned} \Psi_{i_q}(\Omega, \mathbf{m}) = & \frac{\langle \varepsilon_1^2 \rangle}{\varepsilon_0^{1/2}} \frac{V_0}{16\pi c^3} (\delta_{ij} - m_i m_j) (\delta_{ql} - m_q m_l) \times \\ & \times E_j^0 E_l^0 \frac{T l^2 \Omega^4}{r^2 |\Omega|} \exp \left[-\frac{c^2 T^2}{\varepsilon_0 l^2} - \frac{1}{4} \frac{l^2 \varepsilon_0}{c^2} \Omega^2 \right], \end{aligned} \quad (12)$$

где V_0 — рассеивающий объем, \mathbf{m} — единичный вектор, направленный из центра объема в точку наблюдения, r — расстояние от рассеивающего объема до точки наблюдения.

Интегрируя далее $\Psi(\Omega, \mathbf{m})$ по углам и частотам, получаем полную мощность излучения. Для гауссовой функции корреляции в результате имеем

$$J_1 = \frac{\langle \varepsilon_1^2 \rangle}{\varepsilon_0} E_0^2 V_0 \frac{1}{T} \frac{\xi^{3/2}}{(1+\xi)^{5/2}}, \quad (13)$$

а для функции (11) получаем

$$J_2 = \frac{2}{3} \frac{\langle \varepsilon_1^2 \rangle}{\varepsilon_0} E_0^2 V_0 \frac{1}{T} \frac{e^{-1/\xi}}{\xi}. \quad (14)$$

В наиболее реальном случае $\xi \ll 1$ оказывается, что $J_1 \gg J_2$. Это можно объяснить тем, что в первом случае излучение каждой неоднородности имеет дипольный характер, а в модели перемешивающихся неоднородностей (11) система, по-видимому, не обладает переменным дипольным моментом и излучение значительно слабее.

В заключение отметим, что наличие средней скорости движения турбулентной среды не меняет формул (13) и (14), т. е. полученные результаты пригодны для реальных потоков.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ю. А. Рыжов, В. В. Тамойкин. Изв. вузов, Радиофизика, 13, 356 (1970).
2. V. V. Tamoykin. Astrophys. Space Sci., 16, 120 (1972).
3. Электродинамика плазмы. Под ред. А. И. Ахиезера, Изд. Наука, 1974.
4. В. М. Канторович. Изв. вузов, Радиофизика, 8, 1244 (1965).
5. В. Г. Гавриленко, Я. И. Дорфман. Изв. вузов, Радиофизика, 15, 249 (1972).

ԺԱՄԱՆԱԿԱՅԻՆ ՖԼՈՒԿՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ԱԶԳԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ
 ԲԱՈՍՍՅՆՈՐԵՆ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐՈՒՄ
 ԱՌԱՋԱՑԱԾ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՎՐԱ

Գ. Ա. ԲԵԳԻԱՇՎԻԼԻ, Վ. Գ. ԴԱՎՐԻԼԵՆԿՈ, Գ. Վ. ԺԱՆԴԻԵՐԻ

Աշխատանքում դիտարկվում է կետային լիցքի ճառագայթումը քառասյանորեն տեղաբաշխված ժամանակատարածային անհամասեռություններով միջավայրում շարժվելիս: Ցույց է տրված, որ ճառագայթումը տեղի ունի նաև անշարժ լիցքի դեպքում:

ON THE INFLUENCE OF TEMPORAL FLUCTUATIONS UPON
 THE RADIATION IN A RANDOMLY INHOMOGENEOUS MEDIA

G. A. BEGIASHVILI, V. G. GAVRILENKO, G. V. JANDIERI

The radiation from uniformly moving charge in a randomly inhomogeneous media, the parametres of which fluctuate both in space and time, is considered. It is shown, that the radiation is emitted in the case of a stationary charge. The expressions for radiation intensities for two correlation functions are derived when the turbulent medium is under the action of a uniform electrostatic field.

СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РЕЗОНАНСНОГО
ВЧПР В ТРЕХУРОВНЕВОЙ СРЕДЕВ. М. АРУТЮНЯН, Г. Г. АДОНЦ, Т. А. ПАПАЗЯН, С. М. САРКИСЯН,
Г. М. АРЗУМАНЯН, Т. Э. МЕЛИКСЕТЯН

Теоретически и экспериментально изучено спектрально-угловое распределение ВЧПР в парах атомарного калия при перестраиваемой накачке. Теоретически получены спектрально-угловые области и коэффициенты усиления этого процесса в трехуровневой среде. С помощью лазера на красителе изучена эволюция ВЧПР при перестройке частоты накачки между дублетом $4P_{3/2}$ и $4P_{1/2}$ атома калия.

При прохождении излучения через резонансные среды возникает явление вынужденного четырехфотонного параметрического рассеяния (ВЧПР), которое сильно меняет спектрально-угловой состав падающего излучения. Параметрическое рассеяние, происходящее в направлении интенсивного излучения в двухуровневой резонансной среде, впервые теоретически было изучено в работе [1]. Экспериментально этот эффект наблюдался в виде уширения спектра проходящего излучения [2, 3]. Помимо чисто спектрального анализа ВЧПР предпринимались экспериментальные попытки изучения также его угловых характеристик [4—6].

Поскольку пары щелочных металлов обладают дублетно расщепленным возбужденным состоянием, то важно исследовать резонансные явления в рамках трехуровневой модели. Если в двухуровневой системе уширение спектра происходит только вблизи падающей частоты, то учет третьего уровня приводит к появлению новых областей параметрического усиления, которые наблюдались в [3, 7]. Теоретическое исследование этого явления показывает, что новые области усиления сильно меняются при перестройке частоты интенсивного излучения между возбужденными подуровнями [8]. Влияние третьего уровня на угловые характеристики ВЧПР проявилось на эксперименте [6], в котором исследовалось прохождение широкого спектра, перекрывающего дублет возбужденного состояния калия.

Настоящая работа посвящена подробному теоретическому и экспериментальному изучению спектрально-углового распределения ВЧПР в парах атомарного калия при монохроматической накачке. Теоретически получены спектрально-угловые области и коэффициенты усиления вынужденного четырехфотонного параметрического рассеяния в трехуровневой среде, подобной рассмотренной в [8]. Показано, что учет третьего уровня приводит к качественно новым картинам рассеяния, обусловленным взаимным влиянием возбужденных подуровней. При перестройке частоты излучения между дублетами картины рассеяния существенно видоизменяются. Использование лазера с

плавно перестраиваемой частотой позволило экспериментально проследить за эволюцией этого процесса.

Теоретическая часть

Пусть в трехуровневой среде в направлении оси z распространяются сильная монохроматическая волна с частотой Ω и слабая некогерентная волна. Отвлекаясь от поляризационных эффектов, предположим, что обе волны поляризованы линейно. Следуя [8], решаем самосогласованную систему уравнений Шредингера для атома и Максвелла для поля, учитывая в последнем изменение поперечной структуры поля (угловая картина). Тогда в линейном приближении по слабому полю находим, что ее фурье-компонента при прохождении через среду усиливается по закону

$$|F(k_x, k_y, z, \omega)|^2 = |F(k_x, k_y, 0, \omega)|^2 e^{2rz}, \quad (1)$$

где

$$r = \frac{P_1}{\varepsilon_1 (s_1^2 - v^2) (s_2^2 - v^2)} \left\{ \left[-\gamma (v^2 - v_1^2) (v^2 - v_2^2) + \frac{\Omega \varepsilon_1}{2 c p_1} \theta^2 (s_1^2 - v^2) (s_2^2 - v^2) \right] \left[\gamma v^2 (v^2 - v_2^2) - \frac{\Omega \varepsilon_1}{2 c p_1} \theta^2 (s_1^2 - v^2) (s_2^2 - v^2) \right] \right\}^{1/2}$$

$$\gamma = \left(1 + \eta \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \right) (1 - \xi_1 - \xi_2) - \left(1 + \eta \frac{\varepsilon_1^2}{\varepsilon_2^2} \right) \left(\xi_1 + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \xi_2 \right),$$

$$s_{1,2}^2 = \varepsilon_{1,2}^2 \left(1 + 4 \xi_{1,2} + 2 \frac{\varepsilon_{2,1}}{\varepsilon_{1,2}} \xi_{2,1} \right), \quad v_1^2 = 4 \varepsilon_1^2 \varepsilon_2^2 \frac{\xi_1 + \xi_2}{\Omega_0^2}, \quad (2)$$

$$v_2^2 = \Omega_0^2 + \frac{\varepsilon_1 \xi_1 + \varepsilon_2 \xi_2}{\varepsilon_2 + \eta \varepsilon_1} [3 (\varepsilon_2^2 + \eta \varepsilon_1^2) - (1 + \eta) \Omega_0^2],$$

$$v_3^2 = v_2^2 + 4 \frac{(\varepsilon_2^2 - \varepsilon_1^2) (\varepsilon_2^2 \xi_2 - \eta \varepsilon_1^2 \xi_1)}{\varepsilon_2^2 + \eta \varepsilon_1^2}, \quad \Omega_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon_2^2 + \eta \varepsilon_1^2}{\varepsilon_2 + \eta \varepsilon_1}},$$

$$p_1 = \frac{\pi N \Omega |d_1|^2}{3 c \hbar}, \quad \xi_{1,2} = \frac{|d_{1,2}|^2 |E_1|^2}{6 \varepsilon_{1,2}^2 \hbar^2} - \text{безразмерные параметры интенсивности сильного поля } E_1, \quad \eta = |d_2|^2 / |d_1|^2, \quad d_{1,2} - \text{приведенные матричные элементы дипольного момента соответственно для переходов } 4S_{1/2} \rightarrow 4P_{3/2} \text{ и } 4S_{1/2} \rightarrow 4P_{1/2}, \quad \varepsilon_1 = \Omega - \omega_{01} \text{ и } \varepsilon_2 = \Omega - \omega_{02} - \text{расстройки резонансов для тех же переходов, } N - \text{плотность атомов. Через } \nu = \Omega - \omega \text{ обозначена расстройка между частотой сильного поля } \Omega \text{ и текущей частотой } \omega \text{ слабого поля; } \theta = \frac{\Omega}{c} \sqrt{k_x^2 + k_y^2} - \text{угол рассеяния.}$$

Экспоненциальное усиление (1) возникает в результате четырехфотонного параметрического рассеяния. Спектрально-угловые области усиления определяются из условия положительности подкоренного вы-

ражения в (2). Поскольку полученные выражения для областей имеют довольно громоздкий вид, для простоты выпишем их предельные значения при $\xi_1, \xi_2 \rightarrow 0$ (условие синхронизма):

$$\theta = \pm \theta_{01} \sqrt{\frac{2\Delta}{\varepsilon_1} \frac{v^2 \left| v^2 \left(1 + \gamma \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \right) - \varepsilon_2^2 \left(1 + \frac{\gamma \varepsilon_1^3}{\varepsilon_2^3} \right) \right|}{(v^2 - \varepsilon_1^2)(v^2 - \varepsilon_2^2)}}}, \quad (3)$$

где

$$\theta_{01} = \sqrt{\frac{\pi |d_1|^2 N}{3 \hbar \Delta}}, \quad \Delta = \omega_{01} - \omega_{02}.$$

Из (3) непосредственно видно, что рассеяние симметрично по частотам относительно падающей частоты накачки Ω и по углам относительно угла $\theta = 0$. В частности, в направлении падающего излучения параметрическое усиление имеет место вблизи частоты $\omega = \Omega$, а также вблизи частот $\omega = \Omega \pm \Omega_0$ [8]; последнее является результатом взаимного влияния подуровней в трехуровневой среде. Важно подчеркнуть, что спектрально-угловая зависимость параметрически-усиленных фотонов (3) очень чувствительна к изменению расстроек резонансов ε_1 и ε_2 . При перестройке частоты интенсивного поля от $\Omega > \omega_{01}, \omega_{02}$ до $\Omega < \omega_{01}, \omega_{02}$ возникает 6 качественно отличных картин рассеяния, обсуждаемых ниже при сравнении теоретических результатов с экспериментом.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Для экспериментального изучения спектрально-углового распределения ВЧПР использовался лазер на красителе с перестраиваемой частотой в области обеих D-линий калия. Полная мощность генерации ОКГ—порядка 250–300 квт/см², спектральная ширина линии излучения $\sim 4 \text{ \AA}$. Длина резонансной среды составляла 80 см. Плотность атомов калия варьировалась в диапазоне от 10^{14} ат/см^3 до 10^{15} ат/см^3 . Угловое и спектральное распределения наблюдались при фокусировании излучения на щель спектрографа ИСП—51 с автоколлимационной камерой УФ—85. Обратная линейная дисперсия спектрографа в исследуемой области составляла $\sim 40 \text{ см}^{-1}/\text{мм}$. Для регистрации больших по величине углов рассеяния спектрограф был съюстирован несимметрично по отношению к падающему лазерному лучу. В процессе эксперимента постоянно контролировалось значение перестраиваемой частоты излучения на красителе.

Нелинейный параметр интенсивности ξ в условиях эксперимента мал и при расстройках $\varepsilon \sim 5 \text{ \AA}$ составляет $\sim 0,01$. Поэтому полученные на эксперименте области усиления сравниваются в основном с формулой (3).

Проследим за эволюцией ВЧПР при перестройке частоты накачки.

1. $\Omega > \omega_{01}, \omega_{02}$.

Теоретически спектрально-угловое распределение рассеянного излучения имеет вид, представленный на рис. 1а. Довольно сложный вид картин рассеяния связан с тем, что в трехуровневой среде возможны параметрические процессы трех типов: а) рассеяние, обусловленное резонансом $P_{3/2}(\omega_{01})$; б) рассеяние, обусловленное резонансом $P_{1/2}(\omega_{02})$; в) рассеяние, связанное с присутствием обоих резонансов. Первый из этих процессов приводит к появлению кривой 1 (рис. 1а) вблизи резонанса $P_{3/2}$ и кривой 1' вблизи линии трехфотонного рассеяния этого резонанса. Обе кривые выходят на асимптотику

$$\theta = \theta_{01} \sqrt{\frac{2\Delta}{\varepsilon_1} \left(1 + \eta \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right)},$$

а затем резко загибаются и пересекают частотную ось в точках $\omega = \Omega \pm \Omega_0$. Этот изгиб связан с процессом типа (в) и отсутствует в двухуровневой модели, где кривые 1 и 1' остаются на асимптотике. Что касается процесса типа (б), то он порождает кривые рассеяния 2 и 2' соответственно вблизи резонанса $P_{1/2}$ и соответствующей ему линии трехфотонного рассеяния.

Для воспроизведения реальной картины параметрического рассеяния важно оценить коэффициенты усиления в разных областях. Из формул (1) и (2) вытекает, что коэффициент усиления на кривых 1 и 1' в окрестности резонанса $P_{3/2}$ в $e^{2\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \frac{z}{\eta}}$ раз больше, чем на кривых 2 и 2' вблизи резонанса $P_{1/2}$.

Прежде, чем приступить к сравнению теоретических результатов с экспериментальными, сделаем одно общее замечание. Теоретически, как уже упоминалось, предсказывается полная симметрия рассеянного излучения относительно частоты накачки Ω . Однако на всех полученных спектрограммах зарегистрировано только излучение вблизи резонансных линий и не проявляется рассеяние вблизи трехфотонных линий. Подобная асимметрия ВЧПР наблюдалась также во всех предыдущих экспериментальных работах [2-7] и пока не нашла нужного объяснения.

Спектрограмма рассеянного излучения представлена на рис. 2. На спектрограмме отчетливо видна кривая рассеяния 1 с характерным изгибом, обусловленным взаимным влиянием подуровней. Заметим, что подобная картина рассеяния наблюдается впервые. Во всех предыдущих экспериментах [4, 5] регистрировалась только часть кривой рассеяния до точки изгиба. Кривая 2 не наблюдается, как уже упоминалось, из-за малости коэффициента усиления.

Зарегистрированное спектрально-угловое распределение рассеянного излучения имеет определенную угловую ширину. Это уширение связано в основном со спектральной шириной линии накачки. Однако определенный вклад вносит также учет нелинейности показателя преломления. Теоретически найденные из (2) области рассеяния зависят от параметров интенсивности ξ_1 и ξ_2 . Это приводит к угловому уширению кривых рассеяния (3), полученных из условия фазового синхронизма, а также к появлению спектрально-угловой области рассеяния

вокруг частоты накачки Ω . Реально из-за процесса самофокусировки параметры ξ_1 и ξ_2 сильно возрастают и вклад в уширение за счет нелинейности может стать довольно ощутимым. Нелинейность растет также с уменьшением расстройки резонанса, что приводит к увеличению углового уширения линий и росту области рассеяния вокруг Ω ; это хорошо подтверждается экспериментальными результатами. Уменьшение расстройки резонанса приводит также к увеличению углов рассеяния и обострению резонансов. Уширение спектра прошедшего излучения вблизи падающей частоты связано с эффектом фазовой модуляции, сопутствующим ВЧПР. Помимо этого за счет поглощения резонансных фотонов и появления так называемой „газовой линзы“ [6] картина рассеяния вблизи самого резонанса $4P_{3/2}$ несколько искажает-

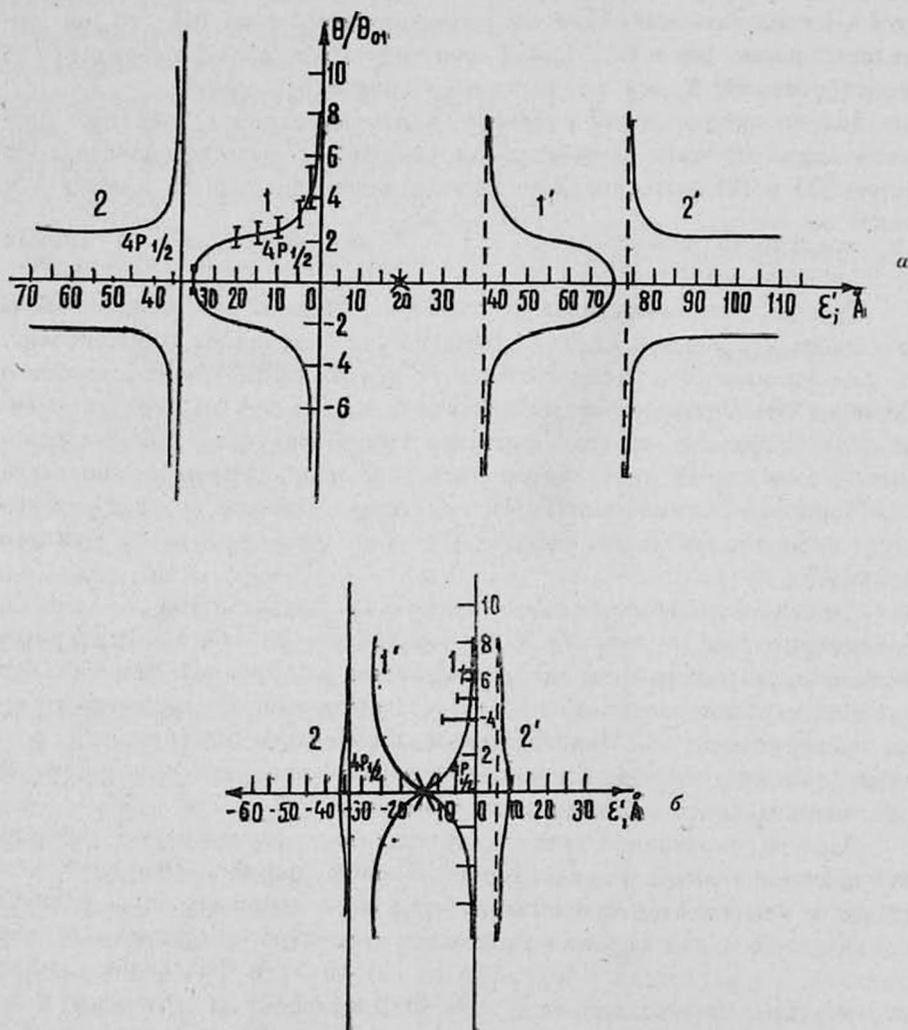


Рис. 1.

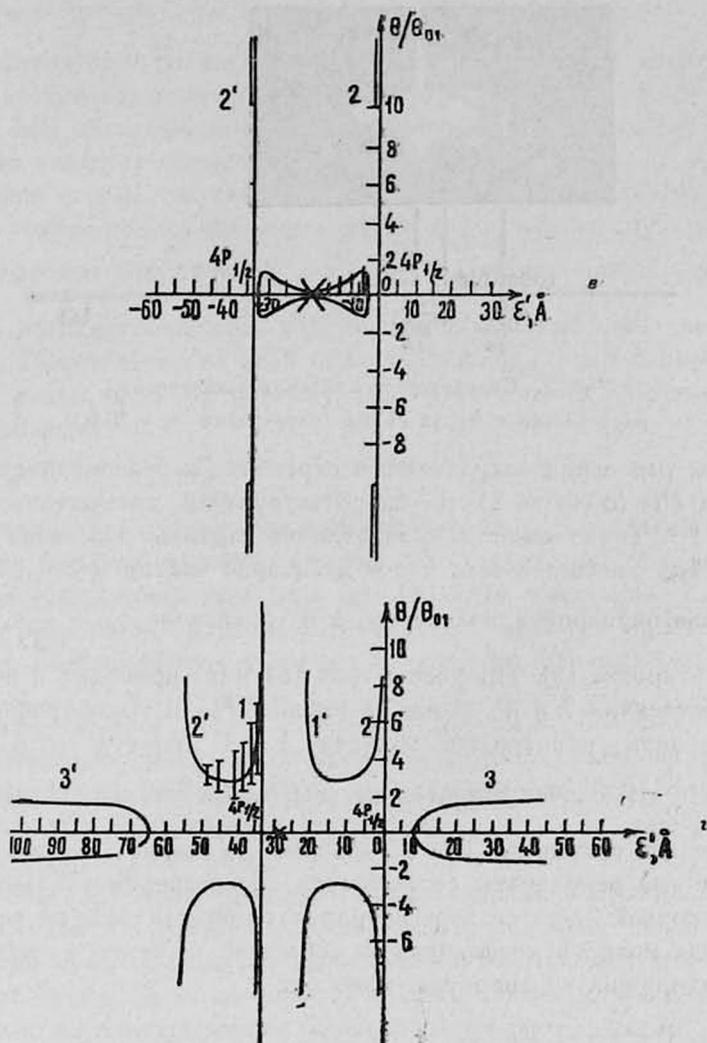


Рис. 1. Спектрально-угловое распределение параметрического рассеяния в парах калия ($\Delta = 34 \text{ \AA}$) при различных расстройках падающего излучения: а) $\varepsilon_1 = 20 \text{ \AA}$, б) $\varepsilon_1 = -14 \text{ \AA}$, в) $\varepsilon_1 = -18 \text{ \AA}$, г) $\varepsilon_1 = -28 \text{ \AA}$. $\varepsilon' = \omega - \omega_{01}$ — расстройка рассеянного поля. В области положительных углов теоретические результаты (сплошные кривые) сравниваются с экспериментальными.

ся. Эффекты фазовой модуляции и „газовой линзы“ не позволяют сравнивать экспериментальные результаты с теоретическими вблизи падающей частоты Ω и самих резонансов. Исключая эти области частот, экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с теоретическими (см. рис. 1а).

$$2. \omega_{02} + \frac{\Delta}{2} < \Omega < \omega_{01}.$$

В этом диапазоне частот картина существенно отличается от предыдущего случая (рис. 1б). Начиная от падающей частоты накач-

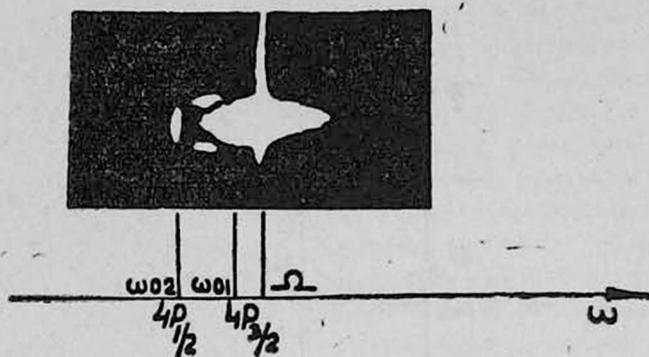


Рис. 2. Спектрограмма лазерного излучения, рассеянного в парах калия (расстройка $\varepsilon_1 = 20 \text{ \AA}$).

ки Ω углы рассеяния возрастают и стремятся к бесконечности вблизи резонанса $P_{3/2}$ (область 1) и соответствующей трехфотонной линии (область 1'). Такое качественное отличие картины рассеяния вблизи Ω (ср. рис. 1а) связано с тем, что в диапазоне частот $\Omega > \omega_{01}$, ω_{02} имеет место самофокусировка излучения, а в диапазоне $\omega_{02} + \frac{\Delta}{3} < \Omega < \omega_{01}$ — ее дефокусировка [9]. Процессы типа (б) и (в) приводят к появлению кривых рассеяния 2 и 2' вблизи резонанса $P_{1/2}$ и трехфотонной линии. С увеличением расстройки области 1 и 1' растут и в пределе $\Omega = \omega_{02} + \frac{\Delta}{2}$ распространяются на весь межрезонансный диапазон частот, сливаясь с кривыми 2 и 2'. Из рис. 1б видно, что в области 1 теоретические результаты согласуются с экспериментальными. Что касается кривой 2, то ее зарегистрировать не удалось по всей видимости из-за малости коэффициента усиления и резкого возрастания углов, выходящих из апертуры прибора.

$$3. \omega_{02} + \frac{\Delta}{2,25} < \Omega < \omega_{02} + \frac{\Delta}{2}.$$

Эта область частот узка $\sim 2 \text{ \AA}$, однако на ней происходят быстрые изменения. Если для $\Omega = \omega_{02} + \frac{\Delta}{2}$, как уже упоминалось выше, области рассеянных частот 1, 1' простираются на расстояние Δ , то затем они быстро уменьшаются и стягиваются в точку на другом конце области $\Omega = \omega_{02} + \frac{\Delta}{2,25}$. Кроме этих областей (рис. 1в) возникают очень узкие боковые области рассеяния 2 и 2', практически не имеющие значения из-за больших углов рассеяния. Экспериментальное наблюдение картины рассеяния довольно затруднительно ввиду узости области и быстрой динамики процесса. Нам удалось зарегистрировать рассеяние, качественно согласующееся с теоретическими результатами (см. рис. 1в).

$$4. \omega_{02} + \frac{\Delta}{3} < \Omega < \omega_{02} + \frac{\Delta}{2,25}.$$

Теоретические расчеты показывают, что в этом диапазоне падающих частот возникают только боковые ветви рассеяния 2 и 2' (см. рис. 1в), обусловленные параметрическими процессами типа (а) и (б). Что касается процесса третьего типа, то здесь он пропадает. Это связано с тем, что частота ω_0 , характеризующая для этого процесса рассеяние под нулевым углом, уходит в комплексную плоскость. Важно отметить, что точка $\Omega = \omega_{02} + \frac{\Delta}{3}$ является особой точкой. В

ней из-за взаимного влияния подуровней пропадают все нелинейные эффекты. Практически во всей области падающих частот коэффициент усиления равен нулю [8]; поэтому экспериментально угловое рассеяние не наблюдается.

$$5. \omega_{02} < \Omega < \omega_{02} + \frac{\Delta}{3}.$$

Переход через точку компенсации приводит к появлению из бесконечности боковых ветвей рассеяния 3 и 3' (рис. 1г), обусловленных параметрическим процессом типа (в). Области рассеяния 1 и 1' возникают в результате процесса (б), области 2 и 2' — процесса типа (а). Сравнение коэффициентов усиления показывает, что в области 1 ко-

эффициент усиления в $e^{2 \frac{\omega_1}{\omega_2} \tau z}$ раз больше, чем в области 2. Поэтому экспериментально проявляется только область 1 с небольшим загибом в сторону области 2. Боковая область параметрического рассеяния 3 на эксперименте не была зарегистрирована.

$$6. \Omega < \omega_{01}, \omega_{02}.$$

Картина рассеяния, присущая этому случаю, напоминает рассеяние для случая 2 с тем лишь отличием, что боковая ветвь 2 попадает внутрь межрезонансного диапазона частот (симметрично ей располагается ветвь 2'). К сожалению и здесь также не удалось экспериментально зарегистрировать боковую ветвь рассеяния 2.

Ереванский государственный
университет

Поступила 16.VI.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Арутюнян, Е. Г. Канецян, В. О. Чалтыкян. ЖЭТФ, 59, 195 (1970).
2. В. М. Арутюнян и др. ЖЭТФ, 58, 37 (1970).
3. В. М. Арутюнян и др. ЖЭТФ, 66, 509 (1974).
4. Ю. М. Кирик и др. Письма ЖЭТФ, 11, 340 (1970).
5. Ю. М. Кирик и др. ЖЭТФ, 66, 1945 (1974).
6. А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой, В. В. Хромов. Письма ЖЭТФ, 11, 431 (1970).
7. Т. А. Папазян, А. В. Карменян, С. М. Саркисян. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 133 (1974).
8. Г. Г. Адоң, А. М. Кочарян, Н. В. Шахназарян. Квантовая электроника, 2, 1395 (1975).
9. А. М. Хачатрян, Н. В. Шахназарян. ЖЭТФ, 67, 64 (1974).

ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՍՏԻՊՈՂԱԿԱՆ ՔԱՌԱՖՈՏՈՆ ԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ
ՑԻՄԱՆ ՍՊԵԿՏՐԱԼ-ԱՆԿՅՈՒՆԱՅԻՆ ԲԱՇԽՈՒՄԸ
ԵՌՄԱԿԱՐԴԱԿԱՆԻ ՄԲՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Գ. Գ. ԱԴՈՆՑ, Թ. Ա. ՓԱՓԱԶՅԱՆ,
Ս. Ե. ԱՐԳՍՅԱՆ, Գ. Մ. ԱՐՋՈՒՄԱՆՅԱՆ, Թ. Ե. ՄԵԼԻՔՍԵՅԱՆ

Աշխատանքում տեսականորեն և փորձնականորեն վերալարվող զրգոսմով ուսումնասիրված է ստիպողական բառաֆոտոն կոմբինացիոն ցրման սպեկտրալ-անկյունային բաշխումը ատոմական կալիումի զոլորչիներում: Տեսականորեն ստացված են հոմակարգականի միջավայրում այդ պրոցեսի սպեկտրալ-անկյունային տիրույթները և նրանց ուժեղացման գործակիցները: Ներկայություն վրա աշխատող լազերի օգնությամբ ուսումնասիրված է ստիպողական բառաֆոտոն կոմբինացիոն ցրման էվոլյուցիան, երբ զրգոսման հաճախությունը վերալարվում է կալիումի ատոմի $4P_{3/2}$ և $4P_{1/2}$ մակարդակների միջև: Տեսական արդյունքները համընկնում են փորձնական արդյունքների հետ:

SPECTRAL-ANGULAR DISTRIBUTION OF RESONANCE
STIMULATED FOUR-PHOTON PARAMETRIC SCATTERING
IN THREE-LEVEL MEDIUM

V. M. ARUTYUNYAN, G. G. ADONTS, T. A. PAPAZYAN, S. M. SARKISYAN,
G. M. ARZUMANYAN, T. E. MELIKSETYAN

Spectral-angular distribution of stimulated four-photon parametric scattering in atomic potassium vapor with tunable pumping is studied theoretically and experimentally. The spectral-angular regions and the coefficients of amplification of this process in a three-level medium are obtained theoretically. The evolution of stimulated four-photon parametric scattering was studied with the help of a dye-laser, the pumping frequency being tuned between the $4P_{3/2}$ and $4P_{1/2}$ doublets of potassium atom. Theoretical results are in good agreement with the experimental ones.

РАССЕЯНИЕ ЭКСИТОНА ВАНЬЕ-МОТТА НА ФОНОНАХ В ТОНКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРОВОЛОКАХ

А. А. КИРАКОСЯН, Х. ЛАНТОВ

Вычислено время релаксации экситона Ванье-Мотта, обусловленной рассеянием на акустических фононах в тонких квантовых полупроводниковых проволоках с прямоугольным и круглым сечениями. Получены зависимости времени релаксации от температуры, поперечных размеров проволоки и значения отношения эффективных масс электрона и дырки.

В настоящей работе исследуется процесс рассеяния экситонов Ванье-Мотта (экситоны большого радиуса) в квантовых полупроводниковых проволоках на акустических фононах. Аналогичная задача в случае массивных образцов была рассмотрена в [1—3], а в тонких квантованных полупроводниковых пленках — в [4].

1. Общие формулы

Рассмотрим тонкую проволоку и направим ось z координатной системы вдоль оси проволоки. Как обычно, будем считать, что в поперечном направлении электрон (дырка) находится в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками. В предположении, что поперечные размеры проволоки меньше радиуса связанного экситонного состояния в массивном образце ($d < a_0$), волновую функцию и спектр энергии экситона, находящегося в основном состоянии, можно представить в следующем виде:

а) для проволоки прямоугольного сечения $2a \times 2b$

$$\psi_{ex} = \left(\frac{2}{La_0}\right)^{1/2} e^{ikR} e^{-\frac{\rho}{a_0}} \frac{1}{ab} \cos \frac{\pi x_1}{2a} \cos \frac{\pi y_1}{2b} \cos \frac{\pi x_2}{2a} \cos \frac{\pi y_2}{2b}, \quad (1)$$

$$E_{ex} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{8\mu} \left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2}\right) + \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu_{ex}} - \frac{\mu e^4}{2x^2 \hbar^2} \equiv \varepsilon_0 + \varepsilon - \Delta E; \quad (2)$$

б) для проволоки круглого сечения радиуса R_0

$$\psi_{ex} = \left(\frac{2}{La_0}\right)^{1/2} e^{ikR} e^{-\frac{\rho}{a_0}} \frac{1}{\pi R_0^2 \beta^2} J_0\left(\frac{\alpha r_1}{R_0}\right) J_0\left(\frac{\alpha r_2}{R_0}\right), \quad (3)$$

$$E_{ex} = \frac{\hbar^2 \alpha^2}{2\mu R_0^2} + \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu_{ex}} - \frac{\mu e^4}{2x^2 \hbar^2} \equiv \varepsilon'_0 + \varepsilon - \Delta E. \quad (4)$$

В формулах (1) — (4) использованы обозначения:

$$R = \frac{\mu_1 z_1 + \mu_2 z_2}{\mu_1 + \mu_2}, \quad \rho = |z_1 - z_2|, \quad (5)$$

$$\mu_{ex} = \mu_1 + \mu_2, \quad \frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2}, \quad (6)$$

$a_0 = \chi \hbar^2 / \mu e^2$ — радиус связанного экситонного состояния в массивном образце, $\hbar k$ — импульс экситона по оси z ,

$$\varepsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu_{ex}} \quad (7)$$

есть энергия поступательного движения,

$$\Delta E = \frac{\mu e^4}{2\chi^2 \hbar^2} \quad (8)$$

есть энергия связи экситона, $\varepsilon_0, \varepsilon'_0$ — энергии, связанные с квантованием движения электрона и дырки в поперечном направлении, L — длина проволоки, $\alpha \approx 2,4048$ — первый корень нулевой бесселевой функции $J_0(x)$, $\beta = J_1(\alpha) \approx 0,5191$. Индексы 1 и 2 обозначают соответственно электрон и дырку.

Рассмотрим процесс упругого столкновения экситона с фононом, не сопровождающийся внутренним возбуждением или диссоциацией экситона. Законы сохранения будут иметь следующий вид [2, 3]:

$$k \pm q_z = k', \quad (9)$$

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2\mu_{ex}} \pm \hbar v_0 q_z = \frac{\hbar^2 k'^2}{2\mu_{ex}} + \frac{3}{4} \Delta E \quad (10)$$

для акустических фононов,

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2\mu_{ex}} \pm \hbar \omega_0 = \frac{\hbar^2 k'^2}{2\mu_{ex}} + \frac{3}{4} \Delta E \quad (11)$$

для оптических фононов, где верхний знак соответствует поглощению, а нижний — испусканию фонона, v_0 — скорость звука, ω_0 — частота оптического фонона.

С помощью (9) — (11) можно получить ограничение на максимальную температуру T_0 , ниже которой не происходит изменения внутреннего состояния экситона. В случае рассеяния на акустическом фононе получаем

$$T_0 \lesssim \frac{3\mu e^4}{4\chi^2 \hbar^2}, \quad (12)$$

а в случае оптического фонона имеем

$$T_0 \lesssim 2 \left(\frac{3}{4} \Delta E - \hbar \omega_0 \right). \quad (13)$$

Волновую функцию проволоки можно записать в виде

$$\psi(k, N_q) = \psi_{ex} \prod_q \psi_{N_q}(a_q), \quad (14)$$

где $\psi_{N_q}(a_q)$ — осцилляторные волновые функции нормальных колебаний кристалла. Матричный элемент перехода, соответствующий процессу взаимодействия экситона с фононом, дается интегралом

$$M_{kk'} = \int \psi^*(k', N_q) \hat{U} \psi(k, N_q) d\tau, \quad (15)$$

где \hat{U} — оператор, описывающий взаимодействие экситона с фононом. Вероятность переходов, связанных с поглощением или испусканием фононов, выражается через $M_{kk'}$ известным соотношением

$$W_{kk'}^{\nu} = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{kk'}^{\nu}|^2 \delta(\varepsilon_{k'} - \varepsilon_k - \nu\hbar\omega), \quad (16)$$

где $\nu = +1$ соответствует поглощению, а $\nu = -1$ — испусканию фонона. Время релаксации τ экситона вычисляется по формуле

$$\frac{1}{\tau} = - \sum_q \frac{\Delta k(q)}{k} [W_{kk'}^{+} + W_{kk'}^{-}]. \quad (17)$$

2. Рассеяние на акустических фононах

Энергию взаимодействия экситона с акустическим фононом согласно [2] можно представить в следующем виде:

$$u_s = C_1 \Delta(r_1) - C_2 \Delta(r_2), \quad (18)$$

где C_1 и C_2 — постоянные, равные по порядку величины нескольким эв, $\Delta(r) = \text{div } u$ — относительное изменение объема в точке r , $u(r)$ — смещение данной точки. Смещение $u(r)$ описывается упругой гармонической волной, которую можно записать в виде

$$U_s = \frac{i}{N^{1/2}} q \alpha_q \left\{ e^{iq_z R} \left[C_1 e^{i(q_x x_1 + q_y y_1)} e^{i \frac{1+q_z}{\mu_{ex}} \rho} - C_2 e^{i(q_x x_2 + q_y y_2)} e^{i \frac{1+q_z}{\mu_{ex}} \rho} \right] \right\} + \text{компл. сопр.}, \quad (19)$$

где N — число атомов в основной области кристалла. В (19) учтено обстоятельство, что экситон взаимодействует только с продольными фононами.

С помощью (14) и (19) для матричного элемента (в случае проволоки прямоугольного сечения) получаем следующее выражение:

$$M_{kk'}^{\nu} = \frac{iq}{N^{1/2}} \left[\frac{\hbar}{2M\omega_q} (N_q + \delta_{\nu}) \right]^{1/2} M_0 \delta(k' - k - \nu q_z), \quad (20)$$

$$M_0 = \frac{\sin q_x a}{q_x a} \frac{\sin q_y b}{q_y b} \frac{\pi^4}{(\pi^2 - a^2 q_x^2)(\pi^2 - b^2 q_y^2)} \left\{ \frac{C_1}{(1 + \beta_1 q_z^2)^{1/2}} - \frac{C_2}{(1 + \beta_2 q_z^2)^{1/2}} \right\}, \quad (21)$$

где

$$\beta_{1,2} = \frac{1}{4} \left(\frac{\mu_{2,1}}{\mu_{ex}} a_0 \right)^2, \quad \delta_{\nu} = \frac{1}{2} (1 - \nu) = 0, 1, \quad (22)$$

$\omega_q = v_0 q$ — частота акустического фонона, M — масса атома кристалла, N_q — квантовое число осциллятора с частотой ω_q . В дальнейшем будем считать, что фононный спектр не квантован.

При вычислении вероятности рассеяния согласно (16) учтем тот факт, что при тепловом равновесии число фононов \bar{N}_q дается формулой Планка. Легко убедиться, что для фононов, взаимодействующих в основном с экситонами,

$$\hbar v_0 q \sim \hbar v_0 k \ll T,$$

так что в качестве равновесного числа фононов можно взять приближенное выражение

$$\bar{N}_q \simeq \frac{T}{\hbar v_0 q}, \quad (23)$$

а в балансе энергии пренебречь энергией фонона.

После несложных вычислений для времени релаксации экситонов получим следующее выражение:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{9 T \mu_{ex} (C_1 - C_2)^2}{8 \rho_0 a b v_0^2 \hbar^3 k} f(s, k, \mu_1, \mu_2), \quad (24)$$

где

$$f(s, k, \mu_1, \mu_2) = \left[\frac{s}{(1 + 4 \beta_1 k^2)^{1/2}} + \frac{1-s}{(1 + 4 \beta_2 k^2)^{1/2}} \right]^2, \quad (25)$$

$$s = \frac{C_1}{C_1 - C_2}. \quad (26)$$

Аналогичные вычисления для проволоки с круглым сечением приводят к следующему результату:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2 T (C_1 - C_2)^2 \mu_{ex}}{\pi \rho_0 R_0^2 v_0^2 \hbar^3 k} \left(\frac{\xi}{\beta} \right)^4 f(s, k, \mu_1, \mu_2), \quad (27)$$

где $\xi = 0,688$. При значениях импульса экситона, соответствующих тепловому равновесию, $\tilde{p} \simeq (\mu_{ex} T)^{1/2}$, функцию $f(s, \tilde{k}, \mu_1, \mu_2)$ можно записать в виде

$$f(s, \tilde{k}, \mu_1, \mu_2) \simeq \left\{ \frac{s}{\left[1 + \left(1 + \frac{\mu_2}{\mu_1} \right) \frac{T}{T_0} \right]^{1/2}} + \frac{1-s}{\left[1 + \left(1 + \frac{\mu_1}{\mu_2} \right) \frac{T}{T_0} \right]^{1/2}} \right\}^2, \quad (28)$$

где T_0 определяется выражением (12). Из (28) следует, что при $\mu_1 \sim \mu_2$ для всех $k \lesssim \tilde{k}$ $f(s, k, \mu_1, \mu_2) \simeq 1$. Если же $\mu_2 \gg \mu_1$ или $\mu_2 \ll \mu_1$, то $f(s, k, \mu_1, \mu_2)$ определяется соответственно первым или вторым слагаемым в (28). Существенно, однако, что даже в этих случаях функция $f(s, k, \mu_1, \mu_2)$ очень слабо зависит от k . При этом, как нетрудно заметить, выражение (24) при замене $C_1 - C_2$ на $C_1 (C_2)$ и μ_{ex} на $\mu_1 (\mu_2)$ переходит в соответствующее выражение для времени релаксации электрона (дырки) в проволоке с прямоугольным сечением [5].

Таким образом, зависимость времени релаксации τ от волнового числа экситона k носит в основном линейный характер. Заметим, что в квантованной пленке τ не зависит от k [4], а в массивном образце $\tau^{-1} \sim k$ с безразмерными множителями, зависящими от энергии экситона [2]. Численные оценки времени релаксации экситона на акустическом фононе для проволоки прямоугольного сечения из германия (в предположении, что характеристики проволоки совпадают с соответствующими характеристиками массивных образцов) дают: при $T=10^\circ K$ получаем $\tau \simeq 10^{-10}$ сек, а при $T=40^\circ K$ имеем $\tau \simeq 4 \cdot 10^{-11}$ сек. Таким временам релаксации соответствуют длины свободного пробега, равные по порядку величины $l \simeq 10^{-4}$ см, что примерно на два порядка превышает поперечные размеры проволоки.

Ереванский государственный университет

Поступила 5.VII.1976

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. P. Leurgans, J. Bardeen. Phys. Rev., 87, 200 (1952).
2. А. И. Ансельм, Ю. А. Фирсов. ЖЭТФ, 28, 151 (1955).
3. А. И. Ансельм, Ю. А. Фирсов. ЖЭТФ, 30, 719 (1956).
4. Э. М. Казарян, Г. А. Маилян, Р. А. Энциаджян. Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 47 (1973).
5. А. М. Казарян. Изв. АН АрмССР, Физика, 10, 368 (1975).

ՎԱՆՆԵ-ՄՈՏԻ ԷԲՄԻՏՈՆԻ ՏՐՈՒՄԸ ՖՈՆՈՆՆԵՐԻ ՎՐԱ
ՔԱՐԱԿ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԶԱՅԻՆ ԼԱՐԵՐՈՒՄ

Ա. Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Հ. ԼԱՆՏՈՎ

Աշխատանքում հաշվված է Վանյե-Մոտի էբմիտոնի ուղիղաձողի ժամանակը՝ պայմանավորված ձայնային ֆոնոնների վրա ցրումով բարակ (քվանտացված) ուղղանկյուն և կլոր կտրվածքով կիսահաղորդչային լարերում: Յտացված է ուղիղաձողի ժամանակի կախումը շերտաառիճանից, լարի լայնական չափերից, էլեկտրոնի և խոռոչի էֆեկտիվ զանգվածների հարաբերությունից:

WANNIER-MOTT EXCITON SCATTERING BY PHONONS
IN THIN SEMICONDUCTOR WIRES

A. A. KIRAKOSYAN, H. LANTOW

The relaxation time of Wannier-Mott exciton due to scattering by acoustical phonons in a thin quantized semiconductor wire with rectangular and circular cross sections has been calculated. The relaxation time dependence on the temperature, cross-sectional dimensions of the wire and the ratio of electron to hole effective masses is obtained.

МНОГОФОТОННЫЙ ШТАРК-ЭФФЕКТ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ ПРИ НАЛИЧИИ КВАНТУЮЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Г. М. АРУТЮНЯН, А. П. ДЖОТЯН

Производится учет нерезонансных членов взаимодействия электронов и дырок с интенсивной электромагнитной волной в присутствии квантующего магнитного поля. Найдены точные вблизи многофотонных резонансов волновые функции и энергетический спектр квазичастиц. Показано, что влияние интенсивной волны приводит к образованию на магнитных подуровнях нового стационарного состояния, напоминающего сверхрешеточное. При $T = 0$ исследованы высокочастотные характеристики полупроводника.

1. Известно, что воздействие интенсивной электромагнитной волны на полупроводник в условиях насыщения в поглощении приводит к появлению дополнительной щели в спектре квазичастиц [1]. Этот эффект имеет ряд специфических черт в случае, когда электронный газ обладает квазидискретным спектром [2—4]. При рассмотрении указанных эффектов авторы интересовались лишь межзонными переходами под действием интенсивной волны, пренебрегая внутризонным движением квазичастиц, учет которого, как показано в работах [5, 6], приводит к интересным следствиям. Как в массивном полупроводнике [5—7], так и в размерно-квантованном полупроводнике [8] ширина щели оказывается осциллирующей функцией амплитуды волны; кроме того появляется возможность многофотонного резонанса.

В настоящей работе рассматривается взаимодействие интенсивной электромагнитной волны с полупроводником, помещенным в квантующее магнитное поле, направленное по оси z . С учетом нерезонансных (как межзонных, так и внутризонных) членов взаимодействия найдены точные вблизи N -фотонного резонанса волновые функции и энергетический спектр квазичастиц. Показано, что учет нерезонансных членов взаимодействия приводит на подуровнях Ландау к образованию новых стационарных состояний, напоминающих во многом сверхрешеточное [9, 10]. В связи с этим исследованы оптические свойства такого состояния.

2. Решение уравнения Шредингера будем искать в виде

$$\Psi = a_v(t) \Phi_v \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E^v t\right) + a_c(t) \Phi_c \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E^c t\right), \quad (1)$$

где $\Phi_{v,c}$ — волновые функции в зонах в присутствии квантующего магнитного поля H . Тогда для амплитуд $a_{v,c}(t)$ легко получить систему уравнений:

$$i\hbar \frac{da_{v,c}}{dt} = (\pm V_{v,c} \cos \Omega t \mp \Delta^0 \cos^2 \Omega t) a_{v,c} - V_{vc, cv} \cos \Omega t \times \\ \times \exp\left[\mp \frac{i}{\hbar} (E^c - E^v) t\right] a_{c,v} \quad (2)$$

$$V_{v,c} = e(\mathbf{E}^0 \cdot \mathbf{v}_{v,c})/\Omega, \quad V_{cv} = e(\mathbf{E}^0 \cdot \mathbf{v}_{cv})/\Omega, \quad \Delta^0 = e^2 |\mathbf{E}^0|^2 / 2m^* \Omega^2. \quad (3)$$

Здесь Ω — частота линейно-поляризованной по оси z интенсивной электромагнитной волны, \mathbf{E}^0 — амплитуда электрического вектора волны, $\mathbf{v}_{v,c}$ — скорости v - и c -электронов на магнитных подуровнях, $\mathbf{v}_{cv} = \mathbf{v}_{vc}^*$ — недиагональный по индексам зон матричный элемент оператора скорости (для простоты эффективные массы электронов и дырок полагаются равными, $m_c = m_v = m^*$).

Удобно от амплитуд $a_{v,c}(t)$ перейти к новым амплитудам $\alpha_{v,c}(t)$ с помощью преобразований

$$\alpha_{v,c}(t) = a_{v,c}(t) \exp \left[\mp \frac{iV_{v,c}}{\hbar\Omega} \sin \Omega t \pm \frac{i\Delta^0}{4\hbar\Omega} \sin 2\Omega t \pm \frac{i\Delta^0}{2\hbar} t \right]. \quad (4)$$

Тогда система (2) перепишется в виде

$$i \frac{d\alpha_{v,c}(t)}{dt} = \Lambda_{vc,cv} \exp(\mp 2i\Omega t) \alpha_{v,c}(t), \quad (5)$$

где $|\Lambda_{vc}| = \Lambda_N$ характеризует межзонные переходы в указанных выше условиях,

$$\hbar \Lambda_N = V_{cv} (-1)^N z_1^{-1} \sum_{k=-\infty}^{\infty} (N+2k) J_{N+2k}(z_1) J_k(z_2), \quad (6)$$

$$z_1 = e\mathbf{E}^0 \cdot (\mathbf{v}_c + \mathbf{v}_v) / \hbar\Omega^2, \quad z_2 = \Delta^0 / 2\hbar\Omega,$$

$J_k(z)$ — функция Бесселя вещественного аргумента. При получении системы (5) было использовано условие N -фотонного резонанса

$$E^c - E^v + \Delta^0 - N\hbar\Omega = 2\hbar\varepsilon, \quad |\varepsilon|/\Omega \ll 1, \quad (7)$$

где ε — расстройка резонанса.

Система (5) допускает решения вида $\alpha_v = \alpha_v^0 \exp[-i(\lambda + 2\varepsilon)t]$ и $\alpha_c = \alpha_c^0 \exp(-i\lambda t)$ со значениями

$$\lambda_{1,2} = -\varepsilon (1 \pm \sqrt{1 + \xi}), \quad \xi = \Lambda_N^2 / \varepsilon^2. \quad (8)$$

Для волновых функций имеем

$$\Psi_{v,c} = \left\{ \alpha_{v,c}^0 \Phi_v \exp \left[-\frac{i}{\hbar} \left(E^v + 2\hbar\varepsilon - \frac{\Delta^0}{2} \right) t \right] \sum_{l=-\infty}^{\infty} C_l e^{\mp i\Omega t} + \right. \\ \left. + \alpha_{c,v}^0 \Phi_c \exp \left[-\frac{i}{\hbar} \left(E^c + \frac{\Delta^0}{2} \right) t \right] \sum_{l=-\infty}^{\infty} C_l e^{\pm i\Omega t} \right\} e^{-i\lambda_{1,2} t}, \quad (9)$$

где

$$C_l = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_{2m+l} \left(\frac{z_2}{2} \right) J_m \left(\frac{z_2}{2} \right), \quad \alpha_{v,c}^0 = \left(\frac{\sqrt{1+\xi} \pm 1}{2\sqrt{1+\xi}} \right)^{1/2}. \quad (10)$$

Для энергетического спектра возбуждений получаем

$$\Delta^{v,c} = E^{v,c} \mp \frac{\Delta^0}{2} \pm \frac{p_z^2 - p_N^2}{2m^*} + \begin{cases} \mp \sqrt{\left(\frac{p_z^2 - p_N^2}{2m^*}\right)^2 + \hbar^2 \Lambda_N^2}, & p_z > p_N \\ \pm \sqrt{\left(\frac{p_N^2 - p_z^2}{2m^*}\right)^2 + \hbar^2 \Lambda_N^2}, & p_z < p_N, \end{cases} \quad (11)$$

где резонансный импульс p_N определяется условием

$$p_N = \sqrt{m^* [N\hbar\Omega - \Delta(H) - \Delta^0]}, \quad \Delta(H) = \Delta + \hbar\omega_c(2n+1); \quad (12)$$

здесь $\omega_c = \frac{eH}{m^*c}$ — циклотронная частота, а $n = 0, 1, 2, 3, \dots$

Из (11) следует, что поле интенсивной волны приводит на магнитных подуровнях Ландау к серии новых стационарных состояний с характерными щелями $2\hbar\Lambda_N$ вблизи резонансных импульсов. Условием их существования является $\tau^{-1} \ll \Lambda_N \ll \Omega$, где τ — минимальное время релаксации. При $z_{1,2} \rightarrow 0$ возможен лишь однофотонный резонанс. Тогда выражение (6) переходит в известный результат работ [3, 4].

3. Наличие серии щелей на подуровнях Ландау резко меняет высокочастотные характеристики системы. Пусть полупроводник в квантовом магнитном поле в состоянии насыщения взаимодействует со слабой электромагнитной волной частоты $\omega > \Delta(H)$, поляризованной вдоль оси z . Учитывая слабую волну по теории возмущений, коэффициент межзонного поглощения при $T=0$ будем вычислять с помощью (9). Легко показать, что в областях частот $|\omega - N\Omega| < 2\Lambda_N$ поглощение слабой волны отсутствует, поскольку в спектре электронов и дырок имеется серия щелей вблизи N -фотонных резонансов (области пропускания). Этот результат может оказаться важным, поскольку вблизи генерирующей моды наличие щели в спектре резко меняет коэффициент усиления других мод. Существенно, что учет внутризонного движения приводит к осцилляции области прохождения слабой волны (выражение (6) при $z_2 \ll 1$):

$$\Lambda_N = \alpha_{mn} z_1^{-1} N J_N(z_1), \quad \alpha_{mn} = \frac{e |E^0 \cdot p_{cv}|}{2m^* \hbar \Omega} \delta_{mn}, \quad \delta_{mn} = \begin{cases} 1, & m = n \\ 0, & m \neq n. \end{cases} \quad (13)$$

Кроме того, учет внутризонного движения приводит к ограничению величины области прохождения слабой волны, рассмотренной в [3, 4]. В области N -фотонного резонанса область прохождения слабой волны будет пропорциональна $(E^0)^N$, в чем легко убедиться, ограничившись первыми членами разложения бесселевых функций по степеням аргумента в (6) при $z_{1,2} \ll 1$.

Представляется интересным случай $z_2 \gg z_1$, когда область прохождения слабой волны принимает существенно различный вид при четных и нечетных значениях N . Для четных N получаем

$$\Lambda_N = \alpha_{mn} \left[\left(\frac{N}{2} - 1 \right)! \right]^{-1} \frac{z_1}{2} \left(\frac{z_2}{2} \right)^{\frac{N}{2} - 1}, \quad (14)$$

а для нечетных значений N имеем

$$\Lambda_N = z_{mn} \left[\left(\frac{N-1}{2} \right)! \right]^{-1} \left(\frac{z_2}{2} \right)^{\frac{N-1}{2}}. \quad (15)$$

Поскольку $z_1 \ll z_2$, возможна ситуация, когда области прохождения немонотонно меняются с номером N . Отметим, что учет нерезонансных членов взаимодействия приводит к хорошим условиям для создания перестраиваемых фильтров в областях СВЧ и оптического диапазонов.

При $|N\Omega - \omega| > 2\Lambda_N$ вблизи N -ой щели наблюдаются резонансное поглощение и усиление, если $p_N^2 \gg m^* \hbar \Lambda_N$ ($v_c = v_v = v$):

$$K_1(\omega) = \pm \zeta \sum_{n=0}^{n_{\max}} G(z_1, z_2) \sqrt{\frac{(\omega - N\Omega)^2}{(\omega - N\Omega)^2 - 4\Lambda_N^2}}, \quad (16)$$

где $\zeta = e^2/8 n_v \hbar c m^* \omega \alpha_H^2$, $\alpha_H = (\hbar c/eH)^{1/2}$, n_0 — показатель преломления, n_{\max} — целая часть отношения $(N\hbar\Omega - \Delta(H) - \Delta^0)/2\hbar\omega_c$. Функция $G(z_1 z_2)$ в (16) определяется следующим образом:

$$G(z_1 z_2) = 2m^* v_{cv} (1 + m^* v/p_N) (a_1 a_3 + a_1 a_2) + \\ + [a_1^2 (m^* v + p_N)^2 + (a_2 + a_3)^2 m^{*2} v_{cv}^2] / p_N, \quad (17)$$

$$a_1 = \sum_{l=-\infty}^{\infty} C_l (C_{l+N} + C_{l-N}), \quad a_2 = \sum_{l=-\infty}^{\infty} C_l C_{-l}, \quad a_3 = \sum_{l=-\infty}^{\infty} C_l C_{2N-l}.$$

Интересным здесь является возможность многофотонного резонансного поглощения (усиления) слабой волны с частотой $\omega \neq \Omega$.

В случае, когда разность частот намного превосходит величину щели, $|N\Omega - \omega| \gg \Lambda_N$, для коэффициента поглощения можно получить

$$K_2(\omega) = \pm 2\zeta m^{*3/2} v_{cv}^2 \sum_{n=0}^{n_{\max}} \left\{ \frac{\alpha_1^2 \Theta_1 [\hbar\omega - \Delta(H) - \Delta^0]}{\sqrt{\hbar\omega - \Delta(H) - \Delta^0}} + \right. \\ \left. + \frac{\alpha_2^2 \Theta_2 [2N\hbar\Omega - \Delta(H) - \Delta^0 - \hbar\omega]}{\sqrt{2N\hbar\Omega - \Delta(H) - \Delta^0 - \hbar\omega}} \right\}. \quad (18)$$

Из (18) следует, что учет нерезонансных членов в интенсивных полях может привести вдали от резонансов к возможности появления в поглощении членов, ответственных за образование критических точек типа „минимум“ и „максимум“ (в (18) члены с коэффициентами α_2^2 и α_3^2). Если $z_{1,2} \rightarrow 0$, то (18) повторяет ход комбинированной плотности состояний в квантующем магнитном поле.

Указанные явления можно наблюдать при низких температурах в полупроводниках типа $A^{III}B^V$ с малыми эффективными массами и большими подвижностями.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. М. Галицкий, С. П. Горюславский, В. Ф. Елесин. ЖЭТФ, 57, 207 (1969).
2. Г. М. Арутюнян. ФТП, 7, 600 (1973).
3. Г. М. Арутюнян, А. П. Джотян, А. С. Саакян. Ученые записки ЕГУ, 3, 37 (1975).
4. М. Д. Блох, Л. И. Магарил. ФТТ, 18, 1487 (1976).
5. Ю. Н. Балкарей, Э. М. Эпштейн. ФТТ, 17, 2312 (1975).
6. В. Д. Блажик. ФТТ, 17, 2325 (1975).
7. G. M. Arutyunyan, S. M. Shahinyan. Phys. Stat. Sol. (b), 77, K 171 (1976).
8. Г. М. Арутюнян, Х. В. Неркарарян. ДАН АрмССР, 62, 3 (1976).
9. Л. В. Келдыш. ФТТ, 4, 2265 (1962).
10. А. Я. Шик. ФТП, 8, 1841 (1974).

ՇՏԱՐԿԻ ԲԱԶՄԱՅՈՏՈՆ ԷՖԵԿՏԸ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՈՒՄ ՔՎԱՆՏԱՑՆՈՂ
ՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Գ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա. Պ. ԶՈԹՅԱՆ

Կիսահաղորդիչում էլեկտրոնների և խոռոչների ներդոնային շարժման ենթադրությամբ որոշված են քվազիմասնիկների ճշգրիտ ալիքային ֆունկցիաները և էներգետիկ սպեկտրը N -ֆոտոնային սեղանանսի շրջակայքում: Ցույց է տրված, որ հզոր էլեկտրամագնիսական ալիքը Հանդաուի ենթամակարդակների վրա առաջացնում է էներգետիկ ճեղքերի շարք: Բացարձակ զրո շերտաստիճանում ուսումնասիրված են սխտեմի բարձրհաճախային բնութագրերը N -ֆոտոնային սեղանանսի մոտ և հեռու սիրույթներում:

MULTIPHOTON STARK-EFFECT IN SEMICONDUCTOR
IN THE PRESENCE OF QUANTIZING MAGNETIC FIELD

G. M. ARUTYUNYAN, A. P. DZHOTYAN

Taking account of the intrazone motion of electrons and holes of the semiconductor in the presence of a quantizing magnetic field, the wave functions and the energy spectrum which are exact in the vicinity of N -photon resonance are obtained. It was shown, that the strong electromagnetic wave generates a number of gaps on the Landau sublevels. The high frequency characteristics of the system were studied near and far from the N -photon resonances at $T = 0$.

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ЗВУКА В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЕ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Д. М. СЕДРАКЯН, К. В. ПАПОЯН

Рассматривается задача о влиянии неравновесного газа фононов на высокочастотную звуковую волну в диэлектрической среде в приближении, когда плотность среды считается постоянной. Найдены уравнения продольного и поперечного звуковых волн, вычислены перенормировка скорости и коэффициент поглощения.

1. Хорошо известно, что в чистых образцах твердых тел длина свободного пробега фоновых возбуждений при понижении температуры растет и может превосходить длину волны распространяющегося в нем звука. Такая ситуация может осуществляться вблизи абсолютного нуля, и поэтому будет выполнено условие

$$\omega\tau \gg 1, \quad (1)$$

где ω — частота внешнего звука, τ — характерное время столкновений фононов. Например, в твердом He II неравенство (1) будет иметь место для температур, значительно меньших той температуры, которая является нижним краем интервала, где распространяется второй звук.

Задача о распространении звука в твердом теле, когда условие (1) выполнено, рассматривалась во многих работах (см., напр., [1—8]), в которых основное внимание уделялось нахождению температурной и частотной зависимостей коэффициента поглощения. При этом использовались как квантовомеханическая теория возмущений [1—4], так и метод кинетического уравнения [5—8].

В настоящей работе с помощью метода кинетического уравнения рассматривается задача распространения высокочастотного звука в изотропной диэлектрической среде в приближении, когда плотность среды считается постоянной. Вычислены поправки к упругим модулям, обусловленные взаимодействием звуковых волн с тепловыми фононами, а также найдены формулы, определяющие температурную и частотную зависимости коэффициента поглощения и величины перенормировок скоростей продольного и поперечного звуковых волн.

Следует отметить, что при рассмотрении явления поглощения звука помимо условия (1) необходимо, чтобы выполнялось также неравенство

$$\hbar\omega \gg \Delta E,$$

где ΔE — неопределенность в энергии теплового фонона, обусловленная столкновениями. Мы будем предполагать, что оба эти условия выполнены.

2. Если через $N(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ обозначить неравновесную функцию распределения фононов, то кинетическое уравнение можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + [NH] = J(N), \quad (2)$$

где $H(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ — гамильтониан фонона, а $J(N)$ — интеграл столкновений. Вид гамильтониана можно установить с помощью преобразования Галилея аналогично случаю сверхтекучего гелия [9]:

$$H = \varepsilon_\alpha(p) + \left(\mathbf{p} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \right), \quad (3)$$

где $\varepsilon_\alpha(p)$ — энергия фонона с поляризацией α и квазиимпульсом p в системе отсчета, движущейся со скоростью $\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}$ относительно неподвижной системы, $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ — вектор смещения среды.

С помощью выражения (3) кинетическое уравнение (2) можно привести к виду

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v}_\alpha \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{f}{\tau} = \mathbf{v}_\alpha \left(\frac{\partial N_0}{\partial \varepsilon_\alpha} \right) (\mathbf{p} \nabla) \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t}, \quad (4)$$

где $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) \equiv N(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) - N_0(p)$, а для $J(N)$ использовано приближение времени релаксации, $\mathbf{v}_\alpha = \frac{\partial \varepsilon_\alpha}{\partial \mathbf{p}}$ — групповая скорость фонона,

$N_0(p)$ — равновесная функция Планка.

Обозначим через ρ плотность среды. Тогда для импульса единицы объема вещества будем иметь выражение $\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} - \sum_\alpha \int N p_i d\mathbf{p}$, в котором второй член есть суммарный импульс фононов. Уравнение движения среды теперь можно записать в стандартной форме

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ \rho \frac{\partial u_i}{\partial t} - \sum_\alpha \int N p_i d\mathbf{p} \right\} = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k}, \quad (5)$$

где σ_{ik} — тензор упругих напряжений, вид которого при $T \neq 0$ неизвестен, но при $T = 0$ должен совпадать с обычным выражением

$$\sigma_{ik}(T=0) = 2\mu u_{ik} + \lambda u_{il} \delta_{lk}, \quad (6)$$

μ и λ — коэффициенты Ляме, а u_{ik} — тензор деформаций.

Воспользовавшись тождеством [9]

$$\frac{\partial}{\partial t} \int N p_i d\mathbf{p} + \frac{\partial}{\partial x_k} \int N p_i \frac{\partial H}{\partial p_k} d\mathbf{p} + \int N \frac{\partial H}{\partial x_i} d\mathbf{p} = 0,$$

уравнение (5) можно переписать в следующем виде (суммирование по i опущено):

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \frac{\partial u_i}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \sigma_{ik} - \int N p_i \frac{\partial H}{\partial p_k} d\mathbf{p} \right\} + \int N \frac{\partial H}{\partial x_i} d\mathbf{p} = 0. \quad (7)$$

Представляя вектор квазиимпульса в виде

$$p_i = (\mathbf{n}\mathbf{p}) n_i + (\mathbf{n} \times (\mathbf{p} \times \mathbf{n}))_i$$

(\mathbf{n} — единичный вектор вдоль направления распространения волны) и линеаризуя уравнение (7) с учетом постоянства ρ , получаем

$$\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \sigma_{ik} + \int f \frac{\partial \varepsilon_\alpha}{\partial p_k} (\mathbf{n} \times (\mathbf{p} \times \mathbf{n}))_i d\mathbf{p} \right\} = 0. \quad (8)$$

Из этого уравнения мы определим тензор σ_{ik} отдельно для продольных и поперечных волн.

В случае продольной волны применяя к (8) операцию rot , получаем

$$\frac{\partial}{\partial x_k} \left\{ \sigma_{ik} + \int f \frac{\partial \varepsilon_\alpha}{\partial p_k} (\mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{p}))_i d\mathbf{p} \right\} = \delta_{ik} \frac{\partial \Phi}{\partial x_k}, \quad (9)$$

где Φ — скалярная функция, которую определяем с помощью выражения (6) при абсолютном нуле: $\Phi = (\lambda + 2\mu) u_{ll} \delta_{ik}$. Интегрируя выражение (9), для σ_{ik} получаем

$$\sigma_{ik} = (\lambda + 2\mu) u_{ll} \delta_{ik} - \sum_\alpha \int f \frac{\partial \varepsilon_\alpha}{\partial p_k} (\mathbf{n} \times (\mathbf{p} \times \mathbf{n}))_i d\mathbf{p}.$$

Подстановка этого тензора в (8) дает следующее уравнение для продольной звуковой волны:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} - c_l^2 \nabla^2 \mathbf{u} - \frac{\mathbf{n}}{\rho} \sum_\alpha \int \left(\frac{\partial \varepsilon_\alpha}{\partial \mathbf{p}} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} \right) (\mathbf{n}\mathbf{p}) d\mathbf{p} = 0, \quad (10)$$

где $c_l = \frac{\sqrt{\lambda + 2\mu}}{\rho}$ — скорость продольного звука при $T = 0$.

В случае поперечной волны, применяя к уравнению (8) операцию div и поступая аналогично предыдущему случаю, находим тензор

$$\sigma_{ik} = 2\mu u_{ik} - \sum_\alpha (\mathbf{n}\mathbf{p}) f \frac{\partial \varepsilon_\alpha}{\partial p_k} n_i d\mathbf{p},$$

с помощью которого из (8) получаем уравнение для поперечного звука:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} - c_t^2 \nabla^2 \mathbf{u} - \frac{1}{\rho} \sum_\alpha \int \left(\frac{\partial \varepsilon_\alpha}{\partial \mathbf{p}} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} \right) (\mathbf{n} \times (\mathbf{p} \times \mathbf{n})) d\mathbf{p} = 0, \quad (11)$$

где $c_t = \sqrt{\mu/\rho}$ — скорость поперечного звука. Последние члены в уравнениях (10) и (11) обусловлены взаимодействием внешнего звука с газом тепловых фононов.

3. Совместное решение уравнений (10), (11) и кинетического уравнения (4) для функций вида $\exp[i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)]$ приводит к двум дисперсионным уравнениям, из которых можно определить коэффициент поглощения β_α (мнимая часть \mathbf{k}) и величину перенормировки скорости звука $\delta c_\alpha = \omega/k - c_\alpha$. При этом необходимо знать вид функции $\varepsilon_\alpha(p)$. Следуя [2], мы воспользуемся выражением

$$\varepsilon_\alpha(p) = \frac{2\kappa}{\pi} c_\alpha \hbar \sin \frac{\pi p}{2\kappa \hbar},$$

которое при малых импульсах принимает вид

$$\varepsilon_z(p) = c_z p (1 - \gamma p^2), \quad (12)$$

где

$$\gamma = \frac{1}{3} \left(\frac{\pi}{2\pi\hbar} \right)^2 \sim 10^{-37} \text{ г}^{-2} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^2.$$

Таким образом, для продольного звука имеем следующее дисперсионное уравнение:

$$\omega^2 - k^2 c_l^2 - \frac{1}{\rho} \Lambda_l = 0,$$

откуда

$$\beta_l = - \frac{1}{2 \rho c_l^2 k} \text{Im } \Lambda_l, \quad (13)$$

$$\delta c_l = \frac{1}{2 \rho c_l^2 k^2} \text{Re } \Lambda_l, \quad (14)$$

где

$$\Lambda_l = i\Gamma k^2 \int_0^\infty \frac{2\pi p^4 dp}{(2\pi\hbar)^3} \left\{ v_l^2 \left(\frac{\partial N_0}{\partial \varepsilon_l} \right) J_l(s_l) + 2 v_l^2 \left(\frac{\partial N_0}{\partial \varepsilon_l} \right) J_l(s_l) \right\},$$

$$J_l(x) \sim \frac{(1-i\Gamma)^4}{(i\Gamma x)^5} \left\{ \ln \frac{1+\Gamma^2(1-x)^2}{1+\Gamma^2(1+x)^2} + i[\text{arctg } \Gamma(1+x) - \text{arctg } \Gamma(1-x)] \right\}$$

$$\Gamma = \omega\tau, \quad s_z = \frac{kv_z}{\omega}.$$

При $\Gamma \gg 1$ с помощью (12) получаем

$$\beta_l = \frac{\pi^3 \omega}{30 \rho \hbar^3 c_l^2} \left(\frac{kT}{c_l} \right)^4, \quad (15)$$

$$\delta c_l = \frac{\pi^2}{30 \rho \hbar^3} \left(\frac{kT}{c_l} \right)^4 \ln \frac{2c_l^2}{27\gamma (kT)^2}. \quad (16)$$

В случае поперечного звука дисперсионное уравнение есть

$$\omega^2 - c_t^2 k^2 - \frac{1}{2\rho} \Lambda_t = 0,$$

из которого для β_t и δc_t получаем

$$\beta_t = - \frac{1}{4\rho c_t^2 k} \text{Im } \Lambda_t, \quad (17)$$

$$\delta c_t = \frac{1}{4\rho c_t^2 k^2} \text{Re } \Lambda_t, \quad (18)$$

где

$$\Lambda_t = k^2 \int_0^\infty \frac{2\pi p^4 dp}{(2\pi\hbar)^3} \left\{ v_t^2 \left(\frac{\partial N_0}{\partial \varepsilon_t} \right) J_t(s_t) + 2 v_t^2 \left(\frac{\partial N_0}{\partial \varepsilon_t} \right) J_t(s_t) \right\},$$

$$J_t(x) \sim \frac{i}{x} \left[1 + \frac{(1-i\Gamma)^2}{\Gamma^2 x^2} \right] \left(\frac{1-i\Gamma}{\Gamma x} \right) \left\{ \ln \frac{1+\Gamma^2(1-x)^2}{1+\Gamma^2(1+x)^2} + \right. \\ \left. + i[\operatorname{arctg} \Gamma(1+x) - \operatorname{arctg} \Gamma(1-x)] \right\}.$$

При $\Gamma \gg 1$ из (17) и (18) получаем

$$\beta_t = \frac{\pi^3 \omega}{60 \rho \hbar^3 c_l^2} \left(\frac{c_t^2}{c_l^2} \right) \left(1 - \frac{c_t^2}{c_l^2} \right) \left(\frac{kT}{c_l} \right)^4, \quad (19)$$

$$\delta c_t \approx \frac{\pi^2 c_t}{60 \rho \hbar^3 c_l^2} \left(\frac{kT}{c_l} \right)^4 \left(1 - \frac{c_t^2}{c_l^2} \right) \ln \frac{c_l + c_t}{c_l - c_t}. \quad (20)$$

Как в формулах (15), (16), так и в (19), (20) сохранены относительно большие члены. Оценки на основе полученных формул в случае твердого He^4 дают

$$\beta_t \approx 64 \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right) T^4,$$

$$\delta c_t \approx 0,4 T^4 \ln \frac{3,7 \cdot 10^3}{T^2};$$

$$\beta_t \approx 4 \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right) T^4,$$

$$\delta c_t \approx 10^{-8} T^4,$$

где числовые значения для скорости звука взяты из [10] и относятся к температуре порядка $1,2 \text{ K}^\circ$, ω_0 — дебаевская частота, которая при давлении порядка 150 тор равна приблизительно $4 \cdot 10^{12} \text{ сек}^{-1}$ [11]. Следует отметить крайнюю малость δc_t , которая указывает на то, что скорость поперечного звука в рассматриваемых условиях практически не зависит от температуры.

Ереванский государственный университет
Кироваканский педагогический институт

Поступила 10.XI.1976

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. L. D. Landau, G. Rumer. Zs. USSR, 11, 18 (1937) (см. Л. Д. Ландау. Собрание трудов, 1969, т. 1, стр. 227).
2. H. J. Maris. Phys. Lett., 17, 228 (1965).
3. П. С. Зирянов, Г. Г. Талуц. ЖЭТФ, 54, 855 (1968).
4. Ю. А. Синицын, В. М. Канторович, В. М. Цукерник. ФТТ, 15, 3573 (1973).
5. S. Simons. Proc. Phys. Soc., 20, 10 (1966).
6. T. Ehrenreich, H. Woodruff. Phys. Rev., 123, 1955 (1966).
7. R. Gaye. Phys. Rev., 148, 789 (1966).
8. Ю. А. Логачев, Б. Я. Мойжес. ФТТ, 15, 2888 (1973).
9. И. М. Халатников. ЖЭТФ, 22, 687 (1952) (см. И. М. Халатников. Теория сверхтекучести, М., 1972).
10. Р. Гюйе. Квантовые кристаллы, Изд. Мир, М., 1975.
11. Л. Межов-Деглин. ЖЭТФ, 49, 66 (1965).

ՅԱԾԻ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆՆԵՐՈՒՄ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ
ՉԱՅՆԻ ՏԱՐԱԾՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Դ. Մ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ, Կ. Վ. ՊԱՊՈՅԱՆ

Դիտարկվում է ոչ հավասարակշռված ֆոնոնային զազի ազդեցության խնդիրը բարձր հաճախության ձայնային ալիքի վրա, երբ միջավայրի խտությունը հաստատուն է: Գտնված են երկայնական և լայնական ձայնային ալիքների հավասարումները, հաշվված են ձայնի արագության փոփոխությունը և կլանման գործակիցը:

ON THE SOUND PROPAGATION IN INSULATING
MEDIUM AT LOW TEMPERATURES

D. M. SEDRAKYAN, K. V. PAPOYAN

The problem of the influence of non-equilibrium phonon gas on high frequency sound wave in a dielectric medium is considered in the constant density approximation. The longitudinal and transversal sound wave equations are obtained, the sound velocity change and the absorption coefficient are calculated.

К ТЕОРИИ ПРОВОЛОЧНОЙ АНТЕННЫ, РАСПОЛОЖЕННОЙ ВБЛИЗИ ШАРА

К. Е. КАРАПЕТЯН

Проведен расчет поля линейной антенны, расположенной вблизи металлического шара. Получено интегральное уравнение относительно тока на вибраторе с учетом влияния шара.

В настоящей работе рассматривается одна из возможностей расчета поля проволочных антенн с учетом влияния близко расположенных металлических шаровых тел. Пусть имеется электродинамическая система, включающая шаровое тело, тонкий провод и некоторый первичный источник, заданный либо в виде области распределения стороннего тока, либо в виде падающей волны (см. рис. 1); в обоих случаях

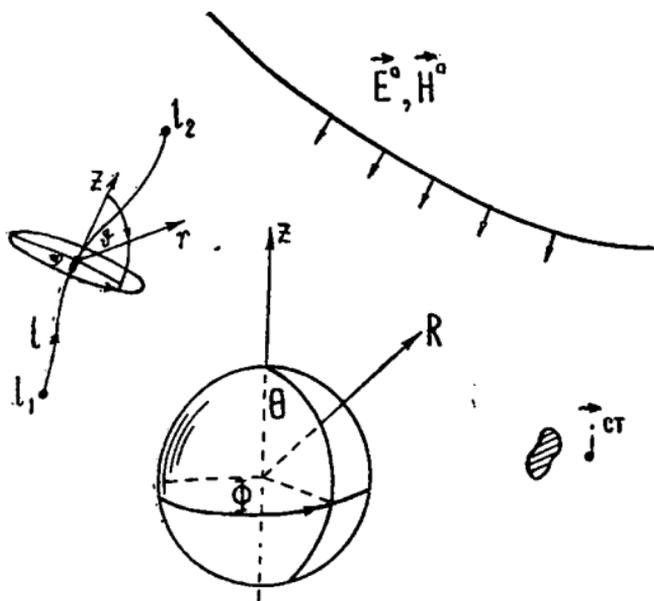


Рис. 1.

будет считаться известным поле (E^0, H^0) , создаваемое источником в свободном пространстве. Таким образом, постановка задачи для проволочной антенны в режимах передачи и приема формально не меняется.

В приближении тонкого провода ток на проволочной антенне можно считать функцией одной продольной координаты l , а каждый элемент провода — принимать за диполь Герца. Используя локальную

систему координат r, ϑ, φ , запишем соответствующее поле излучения в свободном пространстве:

$$\mathbf{E}_d(\mathbf{r}, l) = \frac{-iI(l)\Delta l}{4\pi\omega\varepsilon} \left[r_0 \frac{2}{r^2} \left(\frac{1}{r} + ik \right) \cos \vartheta + \right. \\ \left. - \vartheta_0 \frac{1}{r} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{ik}{r} - k^2 \right) \sin \vartheta \right] e^{-ikr},$$

$$\mathbf{H}_d(\mathbf{r}, l) = \Phi_0 \frac{-iI(l)\Delta l}{4\pi} \left(\frac{i}{r^2} - \frac{k}{r} \right) \sin \vartheta e^{-ikr}, \quad (1)$$

где радиус-вектор $\mathbf{r} = (r, \vartheta, \varphi)$ характеризует точку наблюдения, а l есть координата диполя Герца, являющегося элементом провода.

В присутствии металлического шара, принимаемого за идеальный проводник, на это поле налагается система расходящихся сферических волн, амплитуды которых легко определить из условия компенсации тангенциальной компоненты напряженности электрического поля на сферической границе. Полная система этих волн, как известно, включает волны типа E

$$\mathbf{E}_p(E) = R_0 u_p + \frac{1}{n(n+1)} \nabla_t \frac{\partial R^2 u_p}{\partial R}, \\ \mathbf{H}_p(E) = - \frac{i\omega\varepsilon}{n(n+1)} \text{rot}_t R^2 u_p \quad (2a)$$

и типа H

$$\mathbf{E}_p(H) = \frac{i\omega\mu}{n(n+1)} \text{rot}_t R^2 v_p, \\ \mathbf{H}_p(H) = R_0 v_p + \frac{1}{n(n+1)} \nabla_t \frac{\partial R^2 v_p}{\partial R}. \quad (2б)$$

Здесь u_p, v_p — функции вида $\frac{1}{(kR)^{3/2}} H_{n+1/2}^{(2)}(kR) P_n^m(\cos \vartheta) \begin{Bmatrix} \cos \\ \sin \end{Bmatrix} m\varphi$, используется система координат R, ϑ, φ с началом в центре шара; нижний индекс t означает, что в соответствующем дифференциальном операторе опущены производные $\partial/\partial R$ (этот индекс будет также использоваться в качестве символа проектирования на сферу).

Поскольку функции $\mathbf{e}_{p(E, H)} = \mathbf{E}_p(E, H)_t$ (как и отвечающие им магнитные поля) образуют на любой координатной сфере полные ортогональные системы, по ним можно разложить поле „текущего“ диполя $\mathbf{E}_d(\mathbf{r}, l)_t$ на поверхности металлического шара S :

$$\mathbf{E}_d(\mathbf{r}, l)_t = \sum_{p(E, H)=1}^{\infty} a_{p(E, H)}(l) \mathbf{e}_{p(E, H)}, \quad (3)$$

где

$$a_{p(E, H)}(l) = \int_S \mathbf{E}_d(\mathbf{r}, l) \mathbf{e}_{p(E, H)}^* ds / \int_S |\mathbf{e}_{p(E, H)}|^2 ds. \quad (4)$$

Поэтому компенсирующее поле сферических волн для элемента провода Δl с током $I(l)$ есть

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_1^-(\mathbf{R}, l) \\ \mathbf{H}_1^-(\mathbf{R}, l) \end{pmatrix} = \sum_{p(E, H)=1}^{\infty} \alpha_{p(E, H)}(l) \begin{pmatrix} \mathbf{E}_{p(E, H)}(\mathbf{R}) \\ \mathbf{H}_{p(E, H)}(\mathbf{R}) \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Аналогичным образом найдем компенсирующее поле для первичного источника:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_0^-(\mathbf{R}) \\ \mathbf{H}_0^-(\mathbf{R}) \end{pmatrix} = \sum_{p(E, H)=1}^{\infty} \alpha_{p(E, H)}^0 \begin{pmatrix} \mathbf{E}_{p(E, H)}(\mathbf{R}) \\ \mathbf{H}_{p(E, H)}(\mathbf{R}) \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где

$$\alpha_{p(E, H)}^0 = \int_S \mathbf{E}^0 \mathbf{e}_{p(E, H)}^* ds \quad / \quad \int_S |\mathbf{e}_{p(E, H)}|^2 ds. \quad (7)$$

Полное электромагнитное поле (\mathbf{E}, \mathbf{H}) есть наложение первичного поля $(\mathbf{E}^0, \mathbf{H}^0)$, компенсационной добавки $(\mathbf{E}_0^-, \mathbf{H}_0^-)$ и поля $(\mathbf{E}_{\text{пр}}, \mathbf{H}_{\text{пр}})$, создаваемого проводом, с учетом реакции шара. Последнее находится суммированием действия всех элементов провода. С этой целью представим сначала поля (1) в виде

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_d(\mathbf{r}, l) \\ \mathbf{H}_d(\mathbf{r}, l) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{e}_d(\mathbf{r}, l) \\ \mathbf{h}_d(\mathbf{r}, l) \end{pmatrix} I(l) \Delta l, \quad (8)$$

где „плотности“ \mathbf{e}_d и \mathbf{h}_d находятся делением выражений (1) на $I(l) \Delta l$. Соответственно этому преобразуем и коэффициенты разложения (5)

$$\alpha_{p(E, H)}(l) = c_{p(E, H)}(l) I(l) \Delta l \quad (9)$$

($c_{p(E, H)}$ получается из $\alpha_{p(E, H)}$ заменой в (4) \mathbf{E}_d на \mathbf{e}_d).

Наконец, взяв везде вместо конечного приращения Δl дифференциал dl и переходя к интегрированию, получаем следующее выражение:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_{\text{пр}} \\ \mathbf{H}_{\text{пр}} \end{pmatrix} = \int_{l_1}^{l_2} I(l') \left[\begin{pmatrix} \mathbf{e}_d(\mathbf{r}, l') \\ \mathbf{h}_d(\mathbf{r}, l') \end{pmatrix} + \sum_{p(E, H)=1}^{\infty} c_{p(E, H)}(l') \begin{pmatrix} \mathbf{E}_{p(E, H)}(\mathbf{R}) \\ \mathbf{H}_{p(E, H)}(\mathbf{R}) \end{pmatrix} \right] dl'. \quad (10)$$

Остается на полное поле (\mathbf{E}, \mathbf{H}) наложить условие обращения в нуль тангенциальной компоненты на проводе. При этом все поля берутся в виде проекций на направление провода l (нижний индекс l) и в точках координат провода (замена символов $\mathbf{r} \rightarrow l, \mathbf{R} \rightarrow l$). Это приводит к следующему интегральному уравнению относительно тока на проводе $I(l)$:

$$\begin{aligned} E_l^0(l) + \sum_{p(E, H)=1}^{\infty} \alpha_{p(E, H)}^0 E_{p(E, H)}(l) + \int_{l_1}^{l_2} I(l') e_{\mathcal{N}}(l, l') dl' + \\ + \int_{l_1}^{l_2} I(l') \sum_{p(E, H)=1}^{\infty} c_{p(E, H)}(l') E_{p(E, H)l}(l) dl' = 0, \quad (11) \end{aligned}$$

или в канонической записи

$$\int_{l_1}^{l_2} K(l, l') I(l') dl' = F(l), \quad (12)$$

где ядро и правая часть имеют вид

$$K(l, l') = e_{nl}(l, l') + \sum_{p(E, H)=1}^{\infty} E_{p(E, H)}(l) c_{p(E, H)}(l'), \quad (13)$$

$$F(l) = -E_l^0(l) - \sum_{p(E, H)=1}^{\infty} a_{p(E, H)}^0 E_{p(E, H)}(l). \quad (14)$$

Заметим, что первый член ядра $e_{nl}(l, l')$ соответствует обычной теории проволочных антенн в свободном пространстве. При $l' = l$ он теряет смысл, если не произвести регуляризацию (вместо $r = 0$ при $l' = l$ можно положить $r = \tau \ll 1$, что является своего рода учетом конечной толщины провода). Вообще вклад первого члена ядра можно заменить результатом любой теории проволочной антенны в свободном пространстве. Второй член ядра (в виде разложения по сферическим гармоникам) является результатом предложенной теории. Вопрос о рациональном выборе области применения построенного интегрального уравнения Фредгольма первого рода подлежит специальному исследованию. При этом, в частности, подлежит изучению сходимость метода с аппроксимацией ядра посредством частичной суммы.

В качестве класса конфигурационно простых систем рассмотрим объекты, изображенные на рис. 2. Провод ориентирован радиально и

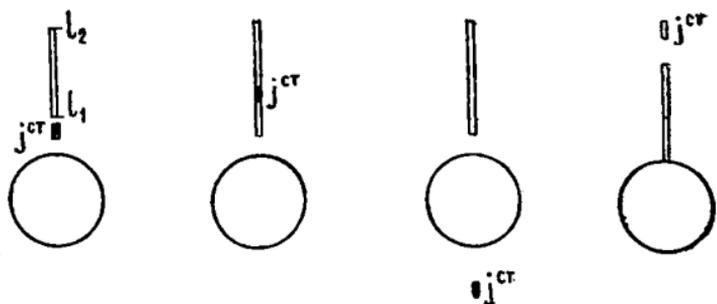


Рис. 2.

возбуждается соосным диполем Герца. Поле, при этом не зависит от общей азимутальной координаты $\varphi = \Phi$; в системе сферических гармоник остаются только поля типа E , и функции, входящие в ядро (13), имеют следующий простой вид:

$$e_{nl}(l, l') = \frac{-i}{2\pi\omega\epsilon} \frac{1}{|l - l'|^2} \left(\frac{1}{|l - l'|} + ik \right) e^{-ik|l - l'|} \quad (15)$$

и

$$E_{p(E)l}(l) = \frac{1}{k(l_1 + l)^{3/2}} H_{n+\frac{1}{2}}^{(2)} [k(l_1 + l)] \quad (16)$$

В заключение отметим, что использованная в этой работе общая теория сферических волн с достаточной полнотой изложена в монографии [1].

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 15.III.1976

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Дж. А. Страттон. Теория электромагнетизма, Гостехиздат, 1948.

ԳՆԴԻՆ ՄՈՏ ՏԵՂԱԳՐՎԱԾ ԼԱՐԱՅԻՆ ԱՆՏԵՆԱՅԻ
ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱՐԵՐՅԱԼ

Կ. Ե. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ

Կատարված է գնդին մոտ տեղադրված լարային անտենայի հաշվարկը: Լար-մետաղական գունդ սխեմայի ճառագայթման լրիվ դաշտը բաղկացած է սկզբնական, կոմպենսացիոն վերադիր դաշտերից և լարի ստեղծած դաշտից, որտեղ հաշվի է առնված գնդի ազդեցությունը: Լրիվ (E, H) դաշտի և լարի վրա նրա տանգենցիալ բաղադրիչի զրոյին հավասարեցման պայմանի համադրումից ստացված է հոսանքի համար ինտեգրալ հավասարում:

ON THE THEORY OF WIRE ANTENNA DISPOSED
NEAR A SPHERE

K. E. KARAPETYAN

The calculation of a wire antenna near a sphere is performed. The total field radiated by the system, the wire antenna — metallic sphere, consists of the primary field, the field generated by the wire with due regard for the sphere reaction and the compensation increment. With the total field (E, H) subject to the condition of the tangential component going to zero on the wire, the integral equation for the current on the wire is obtained.

ЧЕРВЕОБРАЗНОЕ ДВИЖЕНИЕ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ТОНКИХ ПЕРМАЛЛОВЫХ ПЛЕНКАХ

Я. М. ПОГОСЯН, Г. Г. ШАКАРЯН, А. Н. ТОВМАСЯН

Исследовано влияние скорости нарастания наносекундных импульсных полей H_{T2} и постоянного поля H_{T1} , действующих в направлении оси трудного намагничивания (ОТН), на червеобразное движение доменных границ (ЧДГ) в пермалловых пленках. Показано, что в пленках с $H_c 1 \div 3$ ЧДГ можно наблюдать при продолжительности передних фронтов импульсного поля до 100 нсек. Установлено также, что в реальных пленках действие заднего фронта импульса направлено противоположно действию переднего фронта импульса, а приложение H_{T1} в направлении, противоположном H_{T2} , имитирует биполярное импульсное поле.

ЧДГ под действием однополярных импульсных полей с наносекундными фронтами в направлении оси трудного намагничивания в пермалловых пленках впервые было обнаружено Стейном и Фельдткеллером [1], которые показали, что пленка при этом переходит в размагниченное состояние и доменные границы приходят в непрерывное движение. Причину существования ЧДГ в пленках с толщиной более 1000 Å авторы находили в гиромагнитном поведении спинов блоховской границы. Последующие работы, выполненные Кузудой с сотрудниками [2—4], по существу подтвердили идеи Стейна и Фельдткеллера о гиромагнитной природе этого явления.

Однако в появившихся недавно работах [5, 6] было показано, что ЧДГ есть не что иное, как обычное сползание доменных границ. Более того, в работах [6—8] была показана применимость закономерностей низкочастотного сползания к ЧДГ, что и позволило авторам, используя выдвинутую на основе электронномикроскопических исследований модель сползания доменных границ с поперечными связями [9—11], объяснить явление ЧДГ.

Хотя мы и указываем, что ЧДГ представляет собой сползание доменных границ и обусловлено магнитными параметрами исследуемых пленок, детально разобраться в процессах, протекающих в пленке при ЧДГ, довольно трудно. С одной стороны, эти трудности обусловлены отсутствием единой микромагнитной теории наносекундного перемагничивания [12—14], с другой стороны, невозможностью визуализации элементарных актов ЧДГ с большим разрешением, например, методом лоренцевой микроскопии. В связи с этим для получения полного представления о процессах, происходящих в пленках при ЧДГ, при наличии большого экспериментального материала необходимо выбрать параметры, однозначно характеризующие ЧДГ. Если в случае обычного сползания принято, что при наличии поля H_0 приложение поля H_1 приводит к возникновению магнитостатических полей рассеяния H_p на коротких неелевских сегментах и совершается акт

сползания, то в случае ЧДГ условия сползания обеспечиваются благодаря неодинаковой скорости вращения векторов намагниченности по обе стороны границы под действием наносекундных импульсных полей из-за наличия дисперсии анизотропии.

Действие поля $H_{тз}$ с наносекундными фронтами на границу с поперечными связями может привести к следующим двум основным динамическим эффектам:

1) неодинаковому повороту векторов намагниченности по обеим сторонам границы в пределах каждой секции поперечной связи;

2) неуставанию (из-за наносекундных фронтов импульсного магнитного поля) перехода круговой линии Блоха в свое равновесное состояние, осуществляемого путем ее смещения.

Поскольку поворот вектора намагниченности представляет более быстрый процесс, чем смещение круговой линии Блоха по неелевскому сегменту, то в силу 1) и 2) граница может прогибаться аналогично случаю низкочастотного сползания [9], и из-за неравновесного месторасположения круговой линии Блоха, вблизи короткого неелевского сегмента границы может возникнуть дивергенция магнитного потока, что приведет к возникновению поля H_d . Переход круговой линии Блоха в свое равновесное положение будет сопровождаться актом сползания границы [10].

Цель настоящей работы — исследование влияния формы приложенных импульсных полей на ЧДГ.

Экспериментальная часть и обсуждение результатов

Исследуемые пленки были получены методом вакуумной конденсации сплава 80 НХС на покровных стеклах микроскопа в виде пятен диаметром $5 \div 10$ мкм и толщиной $1000 \div 3000$ Å. Приводимые здесь результаты характерны для пленок с $H_c/H_k \approx 0,3$ и угловой дисперсией по Кроутеру не более 4° .

При исследовании ЧДГ, осуществляемом на магнитооптической установке Керра, определялись как области значений полей существования ЧДГ, так и его эффективность (δ мкм/имп.). Первоначальные импульсы с амплитудой $0,5 a$ и фронтом нарастания 10 нсек подавались от импульсного генератора Г5—19 на нелинейный усилитель, собранный на лампах со вторичной электронной эмиссией [15]. Усиленные импульсы достигали амплитуды $10 \div 15 a$ с фронтом нарастания 5 нсек. Изменение продолжительности фронта осуществлялось с помощью интегрирующей RC-цепочки. Приложение импульсных полей к пленке осуществлялось с помощью плоской шины [16]. ЧДГ исследовалось под действием импульсных полей с продолжительностью передних фронтов ($\tau_{пер.}$) от 5 до 100 нсек. Задние фронты ($\tau_{задн.}$) при этом были примерно в 2 раза больше передних. Продолжительность импульса ($\tau_{плато}$) подбиралась так, чтобы эффективность (δ мкм/имп.) ЧДГ при

заданных $\tau_{\text{пер.}}$ и $\tau_{\text{задн.}}$ была бы максимальной. В нашем случае она составляла не менее 300 нсек.

Используемые на магнитооптической установке манипуляторы позволяли с точностью до $0,2^\circ$ изменять взаимное расположение направления действия внешних постоянных полей, импульсного поля и оси анизотропии исследуемой пленки. Влияние поля земли при этом полностью компенсировалось.

1. Влияние продолжительности и формы приложенных импульсных магнитных полей, действующих в направлении ОТН, на червеобразное движение доменных границ

а) Роль продолжительности фронтов импульсного магнитного поля при ЧДГ

Хотя и принято считать, что ЧДГ имеет место под действием импульсных полей по ОТН с амплитудой $0,3-0,7 H_k$, наши исследования показали, что с увеличением $\tau_{\text{пер.}}$ наблюдается уменьшение интервала полей, при котором наблюдается ЧДГ. На рис. 1 приведена

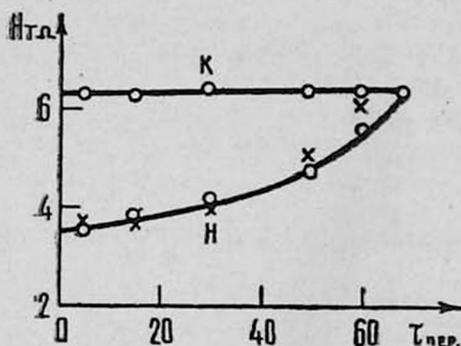


Рис. 1. Область значений поля $H_{\text{кр}}$, где наблюдается ЧДГ, в зависимости от продолжительности фронтов приложенных импульсов: „к“ — начало, „н“ — конец ЧДГ ($\tau_{\text{задн.}}$ — 15, 30, 50, 75, 90, 120, 190 нсек, H_c — 3,2 э, H_k — 7 э, α_{90} — 4° , толщина — 1500 Å, диаметр — 8 мм).

типичная диаграмма области существования ЧДГ под действием обычных импульсных полей (рис. 2г) в зависимости от продолжительности переднего фронта — $\tau_{\text{пер.}}$. Видно, что для данной пленки при значении $\tau_{\text{пер.}} > 80$ нсек ЧДГ практически уже не наблюдается. Отсутствие ЧДГ при $\tau_{\text{пер.}} = 25$ нсек в [1], по-видимому, обусловлено высокой коэрцитивностью исследуемых пленок.

б) Роль передних и задних фронтов импульсного магнитного поля при ЧДГ

Наряду с тем, что уменьшение $\tau_{\text{пер.}}$ приводит к увеличению (δ мкм/имп.) ЧДГ, нами обнаружено также, что при одних и тех же значениях амплитуды импульса и $\tau_{\text{пер.}}$ исключение влияния действия

заднего фронта импульса приводит к увеличению (δ мкм/имп.), и, наоборот, исключение влияния действия переднего фронта импульса приводит к подавлению явления ЧДГ. Исключение влияния фронтов при исследовании ЧДГ осуществлялось созданием ступеньки на соответствующих фронтах импульса. На рис. 2г приведена форма обыч-

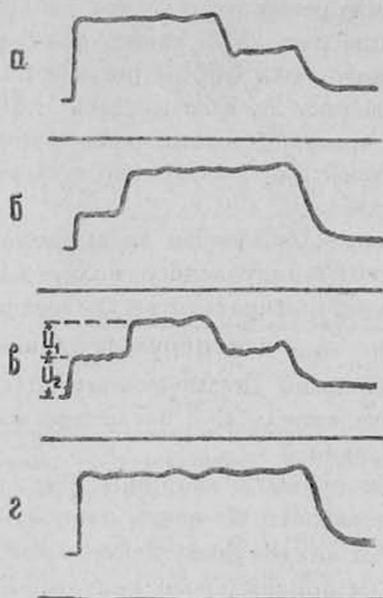


Рис. 2. Формы приложенных импульсных полей при исследовании ЧДГ.

ного импульса, позиции а и б на рис. 2 соответствуют формам приложенных импульсов, когда исключено влияние действия заднего и переднего фронтов. Наличие ступеньки на фронте импульса по существу удлиняет продолжительность данного фронта и тем самым исключается его роль при рассмотрении динамического эффекта.

Основанием для такого утверждения служит тот экспериментальный факт, что при переходе от импульса (г) к импульсу (в) при одних и тех же амплитудах полностью подавляется ЧДГ. Кроме того, чтобы вызвать при этом сползание доменных границ, требуется большее поле H_n , действующее по оси легкого намагничивания (ОЛН), указывающее на то, что под действием импульса, имеющего форму (в), динамический эффект ЧДГ подавляется. Естественно, вышеприведенное справедливо, когда импульсы с соответствующими амплитудами u_1 и u_2 (см. рис. 2в) в отдельности располагаются ниже линии „н“ на рис. 1 и не вызывают ЧДГ. Используя такой прием при исследовании ЧДГ, нами было обнаружено, что как и в случае сползания движение границы в основном диктуется передним фронтом импульса. Что касается влияния формы заднего фронта импульса, то сделанное ранее предположение [6] о том, что на заднем фронте импульса осуществляются лишь релаксационные процессы, по-видимому, не всегда оправ-

дывается. Основанием для такого заключения служат следующие экспериментальные факты. Критические кривые порогов сползания доменных границ под действием импульсных полей формы рис. 2б показывают, что значение пороговых полей уменьшается с уменьшением продолжительности заднего фронта импульса (см. рис. 3б).

Существование динамического эффекта сползания под действием импульсного поля формы рис. 2б, а также факт уменьшения пороговых значений импульсного поля формы рис. 2а по сравнению с импульсным полем формы рис. 2г, вызывающих ЧДГ, указывает на то, что на заднем фронте импульса также развиваются динамические эффекты, но они направлены противоположно эффекту, развиваемому передним фронтом импульса.

Теперь в свете вышеизложенного наблюдаемое уменьшение порогового значения амплитуды импульсного поля, вызывающего ЧДГ, с ростом $\tau_{\text{задн.}}$ можно интерпретировать не релаксационными явлениями, а тем, что при меньших $\tau_{\text{задн.}}$ индуцируется динамическое поле $H_d^{(2)}$, действующее противоположно динамическому полю $H_d^{(1)}$, индуцируемому передним фронтом импульса, и последнее много больше динамического поля, обусловленного $\tau_{\text{задн.}}$.

Если принять, что поле H_d , индуцируемое из-за динамики поворота векторов намагниченности по обеим сторонам доменной границы, направлено по ОЛН, то амплитудное значение этого поля в зависимости как от амплитуды приложенного импульсного поля, так и от

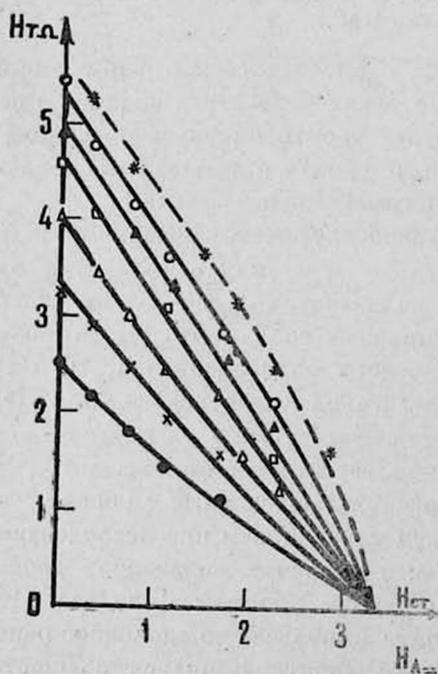


Рис. 3а.

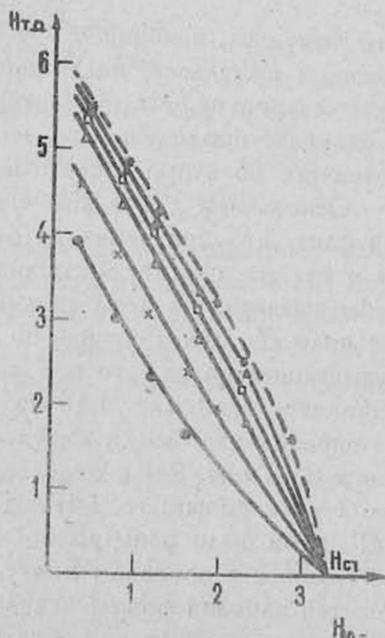


Рис. 3б.

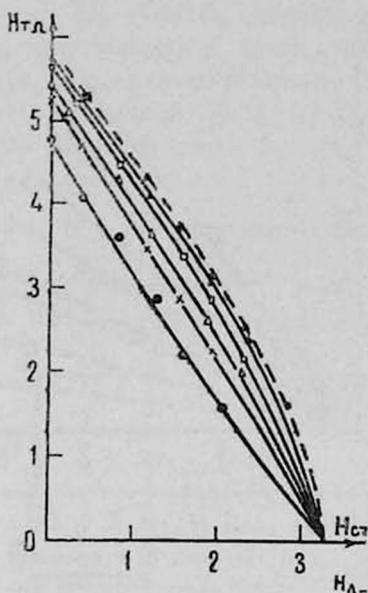


Рис. 3а.

Критические кривые порога сползания доменных границ под действием импульсного поля формы, соответствующей рис. 2а, б, в: а) $\tau_{\text{пер.}} = \bullet - 5$, $\times - 15$, $\triangle - 25$, $\square - 40$, $\blacktriangle - 60$, $\circ - 80$ нсек; б) $\tau_{\text{задн.}} = \bullet - 15$, $\times - 30$, $\triangle - 40$, $\square - 75$, $\blacktriangle - 90$ нсек; в) $\tau_{\text{пер.}} = \bullet - (5:10)$, $\times - (15:20)$, $\triangle - (20:30)$, $\square - (40:40)$, $\blacktriangle - (50:50)$ нсек; $\tau_{\text{задн.}} = \bullet - (10:20)$, $\times - (20:25)$, $\triangle - (30:40)$, $\square - (50:60)$, $\blacktriangle - (60:80)$ нсек; здесь первая цифра в скобках соответствует продолжительности фронта импульса с амплитудой u_1 , вторая — u_2 , рис. 2в; пунктир — критическая кривая низкочастотного сползания ($H_c - 3,2$ э, $H_k - 7$ э, $a_{90} - 4^\circ$, толщина — 1500 Å, диаметр — 8 м.м.).

продолжительности фронтов можно оценить из разности абсцисс между критическими кривыми сползания, соответствующими импульсу рис. 2в, и критическими кривыми сползания, соответствующими импульсам рис. 2а и б, при одинаковых τ (рис. 3а, б, в).

На рис. 4 приведен график зависимости $H_d^{(1)}$ от амплитуды импульса, где в качестве параметра взята продолжительность переднего фронта. Видно, что экспериментальные точки хорошо ложатся на прямую, проходящую через начало координат. Это обстоятельство указывает на то, что индуцируемое $H_d^{(1)}$ прямо пропорционально амплитуде приложенного поля, т. е. $H_d^{(1)} = k^{(1)}(\tau) H_{\text{ст}}$. Поскольку в наших экспериментах полностью подавить влияние переднего фронта при помощи ступеньки невозможно, аналогичная зависимость для $H_d^{(2)}$ была оценена методом, предложенным выше, при небольшом амплитудном значении импульсного поля, когда можно пренебречь динамическим эффектом, обусловленным передним фронтом, имеющим форму рис. 2б. На рис. 4 штрих-пунктирными линиями приведены эти зависимости. В свете вышеизложенного очевидно, что динамическое поле, обусловленное амплитудным значением импульсного поля формы рис. 2г, при-

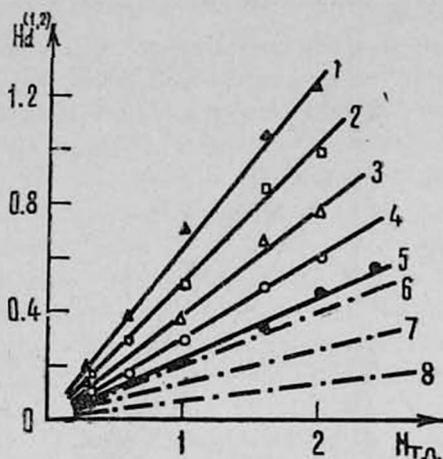


Рис. 4. Зависимость $H_d^{(1,2)}$ от поля $H_{т.л.}$: 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют действию переднего фронта импульса формы рис. 2а с фронтами соответственно 15, 15, 25, 40, 60 нсек, 6, 7, 8 — действию заднего фронта импульса формы рис. 2б с фронтами соответственно 15, 30, 40 нсек ($H_c = 3,2$ э, $H_k = 7$ э, $\alpha_{90} = 4^\circ$, толщина — 1500 Å, диаметр — 8 м.м.).

водящее к возникновению ЧДГ, $H_d = H_d^{(1)} - H_d^{(2)}$, должно быть равно динамическому полю, соответствующему началу возникновения ЧДГ под действием импульсного поля формы рис. 2а. Принимая, что в точке А рис. 3а возникающее динамическое поле $H_d = 1,6$ э, на рис. 1 крестиками нанесены расчетные значения амплитуды импульсных полей, соответствующие порогу ЧДГ при тех же формах импульсов, при которых была построена экспериментальная кривая. Совпадение экспериментальных значений пороговых полей, вызывающих ЧДГ, с найденными $H_{т.л.} = \frac{H_d}{k^{(1)}(\tau) - k^{(2)}(\tau)}$ по критическим кривым сползания еще раз указывает на справедливость рассмотрения ЧДГ как сползания доменных границ.

2. Влияние постоянного магнитного поля, действующего в направлении ОТН, на червеобразное движение доменных границ

Рассмотрим три случая поведения доменной границы при ЧДГ, когда прикладывается поле $H_{т.л.}$. В случае (I) (см. рис. 5) поле $H_{т.л.}$ отсутствует. Поскольку динамический эффект, вызванный передним фронтом импульса, намного больше динамического эффекта, вызванного задним фронтом импульса, то под действием однополярного импульсного поля можно наблюдать ЧДГ.

Амплитуда приложенного поля $H_{т.л.}$ меньше и противоположна полю $H_{т.л.}$ (рис. 5, II). Видно, что с ростом $H_{т.л.}$ действие исходного

переднего фронта ab при $H_{T2} = \text{const}$ уменьшается и, наоборот, действие заднего фронта, направленного противоположно действию переднего фронта, растет, ибо часть его амплитуды m_2 „работает“ как передний фронт импульсного поля. Жирными линиями отмечены возникшие при этом новые разнополярные передние фронты $пб$ и $мг$. При использовании импульсного поля с $\tau_{\text{пер.}} = \tau_{\text{задн.}}$ приложение поля $H_{T-} = \frac{1}{2} H_{T2}$ имитирует биполярное импульсное поле, при котором,

как известно [5], ЧДГ отсутствует. И наконец, при приложении $H_{T-} = H_{T2}$ (см. рис. 5, III) мы будем иметь случай, когда исходные

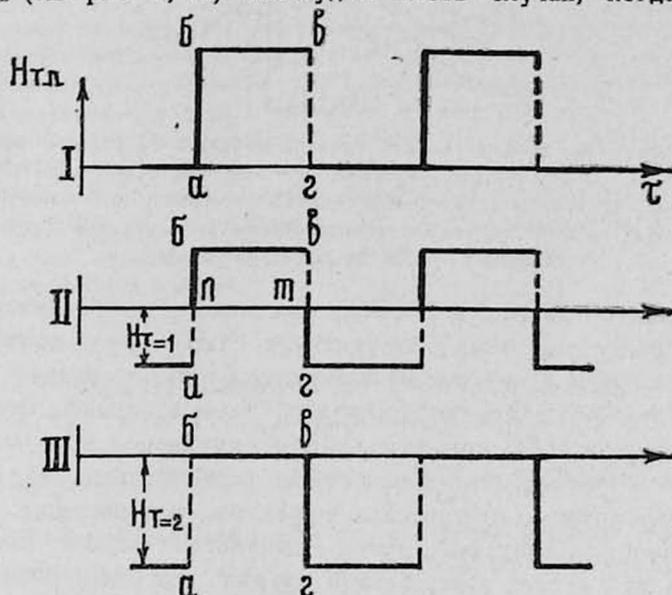


Рис. 5. Влияние поля H_{T-} на эффективность приложенных импульсных полей H_{T2} .

передние и задние фронты меняются местами, т. е. получим импульсное поле обратной полярности (рис. 5, III) относительно исходного поля (рис. 5, I), где также наблюдается ЧДГ.

На справедливость такой интерпретации действия поля H_{T-} указывает рис. 6, где области существования ЧДГ под действием полей H_{T-} , H_{T2} представлены в координатах $x = an = H_{T-}$ и $y = ab - an = H_{T2} + H_{T-}$ (см. рис. 5). Здесь жирными линиями выделены области существования ЧДГ при $\tau_{\text{пер.}} = \tau_{\text{задн.}} = 10$ нсек. Видно, что они полностью симметричны. На этом же рисунке приводятся области существования ЧДГ при увеличении продолжительности только заднего фронта. С увеличением $\tau_{\text{задн.}}$ область I увеличивается, а область II уменьшается, и наконец, при наличии ступеньки на исходном заднем фронте импульса ЧДГ в области II исчезает, тогда как „область I“ становится максимальной. Создание ступеньки на переднем фронте импульса, наоборот, приводит к исчезновению области I и увеличению области II до своего максимального значения. Из рис. 6 видно, что на

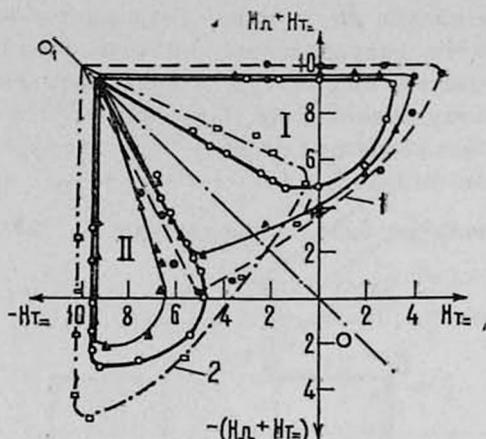


Рис. 6. Влияние продолжительности фронтов импульса на область существования ЧДГ: \circ — $\tau_{\text{пер.}} = \tau_{\text{задн.}} = 10$ нсек; \blacktriangle — $\tau_{\text{пер.}} = 10$ нсек, $\tau_{\text{задн.}} = 30$ нсек; \bullet — $\tau_{\text{пер.}} = 10$ нсек, на заднем фронте создана ступенька; \square — $\tau_{\text{задн.}} = 10$ нсек, на переднем фронте создана ступенька ($H_c = 3,5$ э, $H_k = 10,5$ э, $\alpha_{90} = 4^\circ$, толщина — 1500 \AA , диаметр — 8 мкм).

оси симметрии областей I и II (OO_1) при использовании обычного импульсного поля с $\tau_{\text{пер.}} = \tau_{\text{задн.}}$ отсутствует ЧДГ. Это соответствует случаю, когда H_{T-} делит пополам амплитуду H_{Tz} и создает биполярное импульсное поле, при котором, как было отмечено, отсутствует ЧДГ. Отсутствие ЧДГ при биполярном импульсном поле в свете вышележащего обусловлено наложением равнозначных, но действующих противоположно динамических эффектов, развиваемых под действием следующих друг за другом импульсов разной полярности. Основанием для такого утверждения служит тот экспериментальный факт, что при значениях полей H_{T-} и H_{Tz} , задаваемых осью симметрии OO_1 , переход от режима, соответствующего кривой 1, к режиму кривой 2 граница меняет направленность своего движения.

Ереванский государственный
университет

Поступила 20.VI.1976

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. K. U. Stein, E. Feldtkeller. J. Appl. Phys., 38, 4401 (1967).
2. T. Kusuda. IEEE Trans. Magnet., 4, 440 (1968).
3. H. C. Bourne, T. Kusuda, H. Lin. J. Appl. Phys., 40, 1220 (1969).
4. T. Kusuda, S. Konishi, J. Sakurai. IEEE Trans. Magnet., 3, 286 (1967).
5. А. И. Христенко и др. ФММ, 34, 1179 (1972).
6. Я. М. Погосян, С. А. Арутюнян. ФММ, 36, 270 (1973).
7. Я. М. Погосян, С. А. Арутюнян, К. Л. Ованесян. Изв. АН АрмССР, серия техн. наук, 28, 10 (1975).
8. Я. М. Погосян, Г. Г. Шакарян. ФММ, 38, 443 (1974).
9. Я. М. Погосян. ФММ, 33, 1207 (1972).
10. Я. М. Погосян, Э. М. Гзрян, С. А. Арутюнян. ФММ, 34, 1004 (1972).
11. Я. М. Погосян, С. А. Арутюнян. ФММ, 34, 1164 (1972).
12. А. Л. Фрумкин. ФТТ, 14, 1593 (1972).

13. Г. И. Руденко, А. Л. Фрумкин. Изв. вузов, Физика, 10, 67 (1970).
 14. О. С. Колотэв, В. А. Положев, Р. В. Телескин. УФН, 113, 596 (1974).
 15. О. С. Колотэв, В. А. Положев, Р. В. Телескин. Методы и аппаратура для исследования импульсных свойств тонких магнитных пленок, Изд. МГУ, 1970.
 16. S. Middelhoek. IBM J. Res. Developm., 10, 315 (1966).

ԳՈՄԵՆԱՅԻՆ ՍԱՀՄԱՆՆԵՐԻ ՈՐԴԱՆՄԱՆ ՇԱՐԺՈՒՄԸ
 ՊԵՐՄԱՆՈՅԻ ԲԱՐԱԿ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ

Յա. Մ. ՊՈԳՈՍՅԱՆ, Գ. Գ. ՇԱԿԱՐՅԱՆ, Լ. Ն. ԹՈՎՄԱՍՅԱՆ

Աշխատանքում հետազոտված է դժվար մագնիսացման ուղղությամբ կիրառված $H_{T\Omega}$ իմպուլսային մագնիսական դաշտի առաջնային և ետնային ճակատների ազդեցությունը դոմենային սահմանների որդանման շարժման վրա (ՍՈՇ) նույն ուղղությամբ կիրառված $H_{T=}$ հաստատուն դաշտի առկայությամբ: Ցույց է տրված, որ իմպուլսի ետնի ճակատում նույնպես զարգանում է դինամիկական էֆեկտը, որն առաջ է բերում ՍՈՇ, սակայն այն ավելի քիչ է և հակառակ է ուղղված առաջնային ճակատում զարգացող դինամիկական էֆեկտին: $H_{T=}$ դաշտին հակառակ ուղղված $H_{T\Omega}$ դաշտի կիրառումը բերում է ՍՈՇ-ի էֆեկտիվության անկմանը: Երբ $H_{T=}$ = 0,5 $H_{T\Omega}$, իմիտացվում է տարբեր իմպուլս, որի դեպքում ՍՈՇ-ը բացակայում է, երբ $H_{T=}$ = $H_{T\Omega}$, սկզբնական ճակատները տեղերով փոխվում են, որը բերում է հակառակ ուղղությամբ սահմանների շարժման:

THE STREAMING OF DOMAIN WALLS
 IN THIN PERMALLOY FILMS

Ya. M. POGOSYAN, L. L. SHAKARYAN, L. N. TOVMASYAN

The influence of front and back edges of a pulsed magnetic field $H_{T\Omega}$ as well as of the constant magnetic field $H_{T=}$, directed along the hard magnetization action, on the streaming of domain walls (SDW) is investigated. It is shown, that at the back edge of the pulse the dynamical effect leading to the SDW also develops, but it is much smaller in magnitude and is directed opposite the dynamical effect due to the front edge. The application of $H_{T=}$, directed opposite the $H_{T\Omega}$ field, reduces the efficiency of the SDW.

СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛАХ СИСТЕМЫ $Si-Te$ И ИХ СВЯЗЬ С ЭФФЕКТОМ „ПАМЯТИ“

С. А. АЛУНЯН, В. С. МИНАЕВ

Выявлена связь между структурными изменениями разных составов полупроводниковых халькогенидных стекол системы $Si-Te$ и электрическими свойствами (эффект „памяти“) диодных структур на их основе.

В связи с бурным развитием микроэлектроники, в частности пленочной электроники, встает задача получения активных пленочных элементов с S -образной вольт-амперной характеристикой. Получение тонкопленочных кристаллических активных элементов с отрицательным сопротивлением является трудной технологической и экспериментальной задачей.

В то же время диодные тонкопленочные структуры на основе аморфных пленок (в том числе и халькогенидных полупроводниковых стекол) имеют вольт-амперную характеристику с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Они обладают пороговым переключением и эффектом „памяти“ при нулевом смещении с большим перепадом ($3-4$ порядка) сопротивления в закрытом и открытом состояниях, малым остаточным напряжением ($1-5$ в) по сравнению с напряжением порогового переключения ($10-100$ в), не требуют сложной технологии создания $p-n$ -перехода, экономичны, нечувствительны к магнитному полю и радиации.

Исследование радиофизических свойств халькогенидных полупроводниковых стекол и физических процессов при переключении диодных структур на их основе [1—4] дали возможность установить связь между структурными изменениями рабочего вещества (в частности, стекол системы $Si-Te$) с ключевыми элементами „памяти“.

В работе [1] было показано, что в системе $Si-Te$ имеется область стеклообразования $15-25\%$ (am) кремния и $85-75\%$ (am) теллура, в пределах которой находятся два участка состава стекла, различающихся по своим электрическим свойствам. К первому относятся стекла, из которых с помощью напыления можно изготовить диодные пленочные структуры, обладающие эффектом „памяти“, вызванным переходом из высокосомного состояния в низкоомное при приложении электрического поля. Такие же структуры, изготовленные из стекла второго участка, обладают более низким удельным сопротивлением и не обнаруживают эффекта переключения. Известно [5—6], что эффект „памяти“ связан со структурными изменениями в стекле: при приложении электрического поля в стекле образуются кристаллические проводящие каналы, которые и обеспечивают существование низкоомного „памятного“ состояния.

Целью настоящей работы является выявление различия в механизме кристаллизации и идентификация кристаллических фаз, образующихся в результате термической обработки стекол, принадлежащих к различным участкам состава в пределах области стеклообразования системы кремний—теллур.

В качестве методик исследования были применены дифференциально-термический (ДТ) и рентгено-фазовый (РФ) анализы. Результаты ДТА стекол в системе кремний—теллур приведены на рис. 1. На

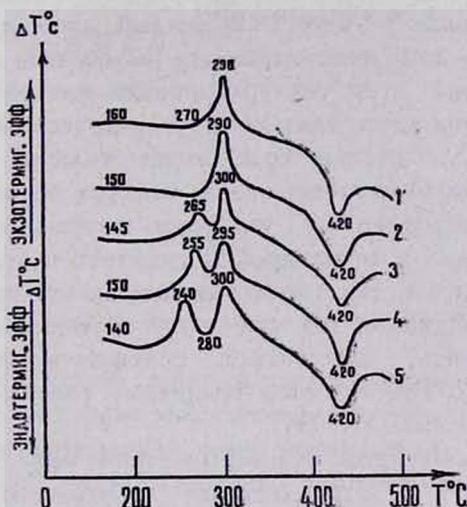


Рис. 1. Кривые нагревания ДТА стекол состава (ат %): 1 — 25Si—75Te; 2 — 20Si—80Te; 3 — 18,5Si — 81,5Te; 4 — 16,5Si—83,5Te; 5 — 15Si—85Te.

всех кривых ДТА стекол системы кремний—теллур наблюдается экзотермический пик с максимумом при 290–300°C. На кривых ДТА, характеризующих стекла с повышенным содержанием теллура, проявляется второй экзотермический пик с максимумом, смещающимся в сторону низких температур при увеличении содержания теллура.

Рентгено-фазовому анализу были подвергнуты исходные стекла системы Si—Te, стекла, частично и полностью закристаллизованные в соответствии с данными ДТА, а также исходные компоненты кремния и теллура. Все линии дифрактограммы стекла 15%Si—85%Te, отожженного при 280°C, полностью идентичны линиям дифрактограммы кристаллического теллура. Дифрактограмма этого стекла, отожженного при 340°C, а также стекла 20%Si—80%Te характеризуется появлением новых сравнительно слабых пиков в области углов $12,7 \div 13,2^\circ$, $14,5 \div 18,5^\circ$, $23 \div 26,5^\circ$.

Кристаллизация стекол с количеством теллура менее 80% идет в одну стадию при температуре 290–300°C. Стекла с более высоким содержанием Te кристаллизуются в две стадии, о чем свидетельствует появление низкотемпературного экзотермического пика на кривой ДТА и данные РФА. Анализы этих стекол однозначно говорят о

том, что на первой стадии кристаллизации образуется новая фаза — кристаллический теллур, которая сосуществует [с первичной стеклообразной фазой.

Литературные данные [7, 8] говорят о тетраэдрическом строении теллуридов с повышенным содержанием теллура. На основании этих данных, а также описанных выше результатов ДТА и РФА можно предположить, что при увеличении содержания теллура в расплаве $Si-Te$ происходит „насыщение“ тетраэдров атомами теллура. И если в тетраэдрах состава $Si:Te = 1:2$ каждый атом теллура принадлежит одновременно двум тетраэдрам, то в составе с соотношением $Si:Te = 1:4$ каждый атом теллура принадлежит только одному тетраэдру и тетраэдры здесь связаны друг с другом через соседние атомы теллура. При увеличении содержания теллура выше 80% (мол) ($Si:Te < 1:4$) дополнительные атомы теллура образуют одноатомные мостики между насыщенными теллуrom тетраэдрами. Именно этот теллур, не входящий в тетраэдры, и выпадает в кристаллическую фазу при нагревании стекол. Легко подсчитать, что все тетраэдры будут соединены мостиками теллура при соотношении $Si:Te = 1:6$. Можно предположить, что состав, соответствующий соотношению (14,29% $Si-85,71\%$ Te), является граничным составом в области стеклообразования системы $Si-Te$.

Высокотемпературный экзотермический эффект кристаллизации стекла 15% $Si-85\%$ Te отражается на дифрактограммах в виде пиков, показывающих наличие кристаллического теллура, и пиков, характеризующих выпадение новой кристаллической фазы или нескольких фаз, что вытекает из анализа кривых ДТА стекол и диаграммы состояния кремний—теллур. Совместное выпадение всех кристаллических фаз в проводящих каналах диодных пленочных структур переводит стекло в состояние „памяти“, которое сохраняется до подачи импульса тока, разогревающего канал выше 500°C, что приводит к плавлению закристаллизованных фаз и их последующему стеклованию.

В экспериментах при приложении к диодной структуре увеличивающегося со временем электрического поля ток рос пропорционально напряжению. Сопротивление структуры составляло $\sim 10^6-10^7$ ом. При электрических полях $\sim 10^5-10^6$ в/см происходил внезапный (со временем меньше 1 мксек) переход структуры из высокоомного в низкоомное (проводящее) состояние, которое оставалось диодной структурой даже при нулевом смещении сколь угодно долгое время. Переключение из высокоомного состояния в низкоомное приводило к уменьшению сопротивления структуры на 2-3 порядка; статическая вольт-амперная характеристика является симметричной (рис. 2).

Поскольку диодная структура сохраняет информацию о состоянии (проводящем) при нулевом смещении, она является аналогом запоминающей ячейки и носит название элемента „с памятью“. Резкое отключение прибора (быстрое уменьшение тока в проводящем состоянии) или приложение короткого прямоугольного импульса любой по-

лярности переводит структуру из низкоомного состояния в высокоомное. Медленное же уменьшение тока сохраняет проводящее состояние.

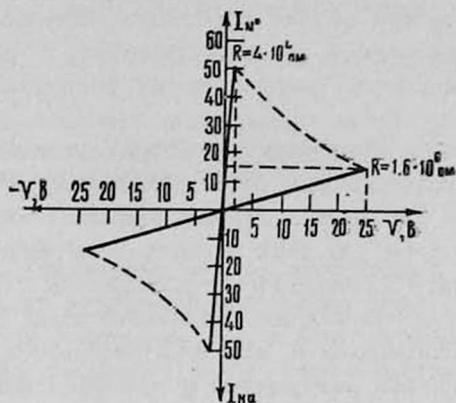


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика диодной структуры „с памятью“ на основе стекла системы $Si-Te$.

Рассмотрим возможный процесс переключения „с памятью“ в диодной структуре на основе халькогенидного стекла системы $Si-Te$. При одновременном наблюдении через металлографический микроскоп МИМ-7 за состоянием аморфной пленки диодной планарной структуры, напыленной на оптическое стекло, и осциллографическом исследовании ВАХ этой структуры наблюдалось следующее явление. При приложении к диоду возрастающего электрического поля ($\sim 10^4 \text{ в/см}$) вольт-амперная характеристика подчиняется закону Ома и пленка халькогенидного стекла между электродами в щели 20 мкм аморфна. Дальнейшее увеличение электрического поля (до 10^5 в/см) влечет за собой появление в соприкасающемся с пленкой крае отрицательного электрода блестящих в микроскоп точек-зародышей (порог переключения). Последующее небольшое увеличение поля вызывает электрическое переключение в проводящее состояние с последующей стадией формирования памяти, а в объеме пленки образуется канал со структурой, отличной от аморфной.

В процессе эксперимента нами использовалась методика быстрого снятия смещения с образца сразу же после электрического пробоя, т. е. без выдержки времени допущения изменения структуры халькогенидного стекла. В этом случае при последующем приложении электрического поля рабочая пленка халькогенидного стекла находится в высокоомном состоянии. Вследствие образования проводящего канала сопротивление падает (переключение), ток возрастает до предела, определяемого сопротивлением внешней цепи или сопротивлением самой диодной структуры.

При медленном уменьшении тока структуры (охлаждение расстеклованной области медленное) не имеет места обратный переход

расстеклованного состояния в аморфное и сохраняется проводящее состояние, т. е. прибор пребывает в состоянии „памяти“. При быстром же уменьшении тока через структуру, находящуюся в проводящем состоянии, т. е. при подаче короткого импульса тока быстрое охлаждение расстеклованной области приводит к разупорядоченному состоянию, т. е. аморфному высокоомному состоянию, и прибор выключается.

Таким образом, в аморфных структурах „с памятью“ на основе халькогенидных стекол системы $Si-Te$, содержащих от 20 до 25% (ат) кремния и от 80 до 75% (ат) теллура, эффект обратного переключения „с памятью“ состоит из двух этапов: электрического пробоя и формирования „памяти“, связанного с изменением структуры некоторого объема вещества. Благодаря быстродействию, возможности планарно-пленочного исполнения и дешевой технологии, считывания информации („памяти“) без разрушения и хранения информации без расхода мощности диодные структуры на основе халькогенидного стекла системы $Si-Te$ могут найти применение в трехступенчатых регистрах сдвига и ячейках „памяти“ малагабаритных быстродействующих ЭВМ с электрическим или оптическим (лазерным) исчислением.

СКТБ объединения „Позистор“

Поступила 31.VIII.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Алтунян, В. И. Стафеев. ФТП, 4, 518 (1970).
2. В. И. Стафеев, С. А. Алтунян, Л. С. Гасанов. ФТП, 5, 490 (1971).
3. С. А. Алтунян, В. С. Минаев, В. И. Стафеев. ФТП, 5, 548 (1971).
4. Л. С. Гасанов, В. И. Стафеев, С. А. Алтунян. Электронная техника, сер. 6, вып. 3, 25 (1971).
5. S. Ovshinsky, H. Fritzsche. Metallurgical Transactions, v. 2, 1971.
6. С. А. Алтунян. Кандидатская диссертация, ЕГУ, Ереван, 1971.
7. I. Vennik, A. Callaerts. Compt. Rens., 260, 469 (1965).
8. A. Klein Haneveld, W. Vander Weer. Recueil trav. chim., 87, 255 (1968).

Si-Te սիւսեւտի կիսաւղղորդիչներն ԽԱԿՈԳՆԵՆԻԿ
ԱՊԱԿԻՆԵՐՈՒՄ ԿԱՏԱՐՎՈՂ ԿԱՌՈՒՅՎԱԾՔԱՅԻՆ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ
ԵՎ ՆՐԱՆՑ ԿԱՊԸ ՀԻՇՈՂՈՒԹՅԱՆ ԷՖԵԿՏԻ ՀԵՏ

Ս. Ա. ԱԼԹՈՒՆՅԱՆ, Վ. Ս. ՄԻՆԱԵՎ

Բացահայտված է տարրեր կազմության $Si-Te$ սիստեմի կիսաղորդչային խալկոգենիկ ապակիների կառուցվածքային փոփոխությունների կապը նրանց հիման վրա ստեղծված դիոդային կառուցվածքների էլեկտրական հատկությունների (հիշողության էֆեկտի) հետ:

STRUCTURAL CHANGES IN SEMICONDUCTOR HALCOGENIDE GLASSES OF $Si-Te$ SYSTEM AND THEIR RELATION TO THE „MEMORY“ EFFECT

S. A. ALTUNYAN, V. S. MINAEV

The relation between structural transformations of semiconductor halcogenide $Si-Te$ glasses with different compositions and the electric properties (the „memory“ effect) of diode structures on their basis is revealed.

ВЛИЯНИЕ ХРОМА НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЯ

Н. А. КАЛЬНЕВ, Я. А. ПОТАПЕНКО, А. М. ДЬЯЧЕНКО, Ю. Д. ЧУВАШЕВ

Приведены результаты исследования влияния хрома на электрофизические свойства кремния. Теоретически и экспериментально определена энергия активации глубоких уровней, создаваемых в кремнии атомами хрома.

Для решения прикладных задач современной полупроводниковой техники представляет интерес исследование примесей, создающих глубоколежащие уровни в кремнии, так как на их основе можно создать большое количество различных типов полупроводниковых приборов [1—2].

Примесные уровни, образуемые в монокристаллическом кремнии элементами 6-й группы, исследованы сравнительно мало. Литературные данные [3, 4] о положении энергетических уровней хрома в кремнии очень противоречивы. Так, в работе [3] говорится, что хром образует в кремнии два энергетических уровня $E_c - 0,22$ эв и $E_v + 0,11$ эв (двухзарядный донор). Аналогичные исследования, проведенные в работе [4], показали, что энергия активации донорного уровня равна $E_c - 0,41 + 0,01$ эв.

Нами была поставлена задача уточнения положения энергетических уровней C_T в кремнии. Для экспериментального исследования влияния хрома на электрические свойства кремния были использованы образцы монокристаллического кремния дырочного типа проводимости с концентрацией бора $7,8 \cdot 10^{12} - 1,5 \cdot 10^{15}$ см⁻³ ($2 \cdot 10^3 - 10$ ом см). Легирование хромом производилось диффузионным методом при $T = 1250^\circ\text{C}$ в откачных кварцевых ампулах в потоке водорода. Источником служил особо чистый хром. Для оценки влияния термического отжига на свойства исходных образцов проводился контрольный отжиг в тех же режимах, но без хрома.

Исследуемые образцы после введения хрома инверсировались в *n*-тип, а образцы без хрома оставались дырочными после термообработки. Концентрация хрома в образцах определялась по намечающемуся плато в температурной зависимости в области температур 410°K , а также находилась по данным изменения концентрации акцепторов в контрольных низкоомных образцах *p*-типа кремния, которые после диффузии C_T при $T = 1250^\circ\text{C}$ превращались в собственный полупроводник с $\rho = 2 \cdot 10^5$ ом см или меняли тип проводимости. Кроме того, применялся наиболее распространенный метод исследования ловушек в кристаллах, метод термостимулированной проводимости, для опре-

деления концентрации центров прилипания, которыми служили атомы хрома.

На рис. 1 приведены температурные зависимости коэффициента Холла для образцов с различной исходной концентрацией акцепторов.

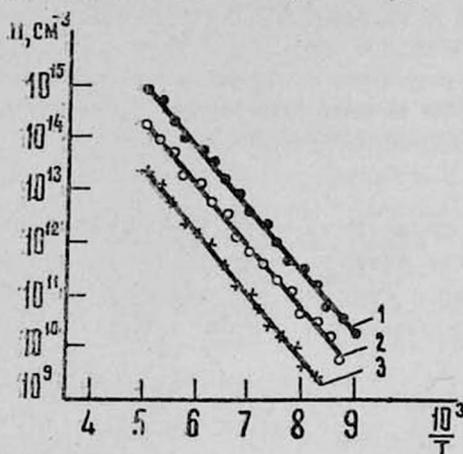


Рис. 1. Температурная зависимость концентрации электронов проводимости для образцов с различной концентрацией бора.

Как видно из рисунка, кривые имеют один и тот же наклон, энергия активации равна $(0,24 \pm 0,01)$ эв. Концентрация электрически-активного хрома в образцах оказалась равной $M = 9,8 \cdot 10^{14}$ см⁻³.

Зная концентрацию атомов хрома, введенных в кремний, и исходную концентрацию акцепторов, можно рассчитать энергию активации глубокого уровня на основе уравнения электронейтральности в интервале температур 100–200°K:

$$n = q \frac{N_{Cr} - N_a}{N_a} N_c \exp\left(-\frac{E}{kT}\right), \quad (1)$$

где q — фактор вырождения, E — энергия активации верхнего уровня хрома, N_a — концентрация свободных носителей тока (акцепторов), N_c — эффективная плотность состояний, N_{Cr} — концентрация электрически-активного хрома в растворе.

Рассчитанная теоретически с использованием (1) температурная зависимость концентрации носителей совпала для $E = E_c - 0,245$ эв, $q = 2$ с кривой 1 на рис. 1.

Если атомы хрома в кремнии являются двухзарядными ионами, то второй энергетический уровень $E_v + 0,11$ эв должен наблюдаться в образцах кремния с концентрацией, превышающей концентрацию атомов хрома. Проведенные исследования на образцах, которые после введения Cr не инверсировались, показали, что в дырочном кремнии проявляется энергетический уровень с энергией активации $E_v + 0,11$ эв (график не приводится, чтобы не загромождать работу).

Для уточнения глубины залегания энергетических уровней в кремнии с примесью хрома дополнительно применялся метод термостимулированной проводимости (ТСП). На рис. 2 приведена кривая ТСП при скорости нагревания образца $0,14 \text{ град/сек}$. Максимум ТСП соответствует температуре 232°K ; температура, при которой термостимулированный ток имеет величину, составляющую половину максимальной, равна 223°K .

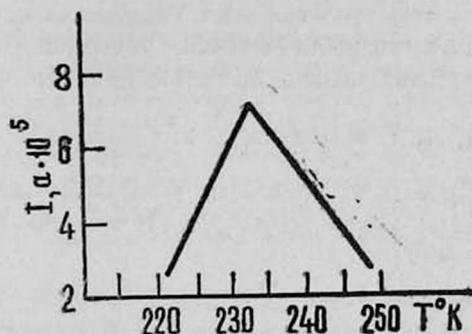


Рис. 2. Кривая термостимулированной проводимости.

Проведенный анализ зависимости T_M от степени заполнения уровней прилипания позволяет нам заключить, что мы имеем дело с быстрыми уровнями прилипания. Для них удобно воспользоваться уравнением для определения глубины залегания энергетического уровня в виде [5]:

$$E = k T_M \ln \frac{N_c}{n_M}, \quad (2)$$

где T_M — температура максимума термостимулированной проводимости, n_M — концентрация электронов проводимости, соответствующая температуре максимума. Определенная из выражения (2) глубина залегания энергетического уровня в электронном кремнии равна $0,24 \text{ эв}$.

На основе проведенного исследования можно отметить, что глубина залегания донорного уровня хрома равна $(0,24 \pm 0,01) \text{ эв}$, а противоречивость данных авторов [3, 4] связана, по-видимому, с тем, что для некомпенсированных и компенсированных полупроводников применяются различные формулы для вычисления глубины залегания энергетических уровней. Проведенные исследования позволяют рассчитать необходимые режимы диффузионного легирования для получения компенсированного кремния с заданными параметрами.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. А. Лебедев, Н. А. Султанов. ФТП, 5, 22 (1971).
2. Н. А. Кальнев, И. Н. Майдан. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 532 (1974).
3. А. А. Золотухин, Л. С. Милевский. ФТТ, 6, 1906 (1971).
4. А. А. Лебедев, Н. А. Султанов. ФТП, 4, 1916 (1970).
5. П. Г. Литовченко. Сб. Актуальные вопросы физики полупроводников и полупроводниковых приборов, Вильнюс, 1969, стр. 125.

ՔՐՈՄԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿՐԵՄՆԻՈՒՄԻ
ԷԼԵԿՏՐԱՏԻՉԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՎՐԱ

Ն. Ա. ԿԱԼՆԵՎ, Յա. Լ. ՊՈՏԱՊԵՆԿՈ, Ա. Մ. ԴՅԱԿԵՆԿՈ, Յու. Դ. ՉՈՒՎԱՇԵՎ

Աշխատանքում բերվում են միաբյուրեղային կրեմնիումում տեսակարար դիմադրության, հիմնական հոսանքակիրների կոնցենտրացիայի և շարժունակության վրա քրոմի ազդեցության ուսումնասիրման արդյունքները:

CHROMIUM EFFECT ON THE ELECTRICAL
PROPERTIES OF SILICON

N. A. KAL'NEV, Ya. L. POTAPENKO, A. M. D'YACHENKO,
Yu. D. CHUVASHEV

The results of the investigation of chromium effect on the specific resistance the concentration and the mobility of majority carriers of current in monocrystalline silicon are given. The monocrystalline specimens of silicon with hole-type conductivity having the specific resistance $\rho = 2 \cdot 10^3 \div 10 \text{ ohm/cm}$ were used. The activation energy of deep levels in silicon induced by chromium atoms was calculated and measured.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА П-ЭТОКСИБЕНЗИЛИДЕН-П'-Н-БУТИЛАНИЛИНА

С. С. СУКИАСЯН, А. Ц. САРКИСЯН, Д. А. ШАЛУНЦ

Приведены результаты измерений электропроводности (σ), диэлектрической проницаемости (ϵ) и угла диэлектрических потерь ($\operatorname{tg} \delta$) п-этоксидбензилден-п'-н-бутиланилина (ЭББА) при нагревании и охлаждении в твердокристаллическом (ТК), жидкокристаллическом (ЖК), изотропно-жидком (ИЖ) и переохлажденно-жидком (ПЖ) состояниях в зависимости от температуры и частоты. Вычислены значения σ и энергии активации носителей в ТК, ЖК, ИЖ и ПЖ состояниях. Экспериментально определена граничная частота раздела областей потерь из-за электропроводности и потерь из-за диэлектрической поляризации, а также частота исчезновения низкочастотной поляризации. Отмечается хорошее совпадение расчетных и экспериментальных кривых $\operatorname{tg} \delta$ на частоте 20 $\mu\text{ц}$.

В последние годы отмечается возросший интерес к исследованию электрофизических, электрооптических, магнитных и других свойств многокомпонентных (двух, трех и более) жидкокристаллических (ЖК) композиций с целью изучения и выявления механизмов электрооптических явлений, а также для изыскания новых ЖК систем с приемлемыми для технических применений эксплуатационными характеристиками. При этом отдельные компоненты ЖК композиции могут состоять как только из нематических жидких кристаллов (НЖК) [1] или холестерических жидких кристаллов (ХЖК) [2, 3], так и быть смесью НЖК + ХЖК [4]. Определенный интерес представляют также работы, где в качестве матрицы или растворителя применяются НЖК или ХЖК и введенные в них примеси и добавки с различными физико-химическими и электрическими свойствами [5]. В указанных работах в основном исследовались изменения электрооптических свойств ЖК композиций в зависимости от температуры, электрических и магнитных полей, концентрации компонент, частоты и т. д.

Нами проводятся работы по исследованию влияния добавок стабильных свободных радикалов на электрофизические свойства ЭББА и МББА. Для выяснения вопроса о влиянии добавок на электрофизические свойства НЖК необходимо знать свойства чистых НЖК в зависимости от температуры (T), частоты (f) и фазового состояния. Настоящая работа посвящена исследованию вышеуказанных свойств ЭББА без добавок.

Экспериментальная часть

Для исследований применялся ЭББА заводского производства. Величины ϵ и $\operatorname{tg} \delta$ измерялись по мостовому методу. Система электродов и методика измерений ϵ и $\operatorname{tg} \delta$ описаны в работе [6]. Толщина ЖК слоя составляла 1 мм. σ также измерялась мостовым методом: при-

менялся мост постоянного тока МОД 61 с регулируемым напряжением на образце и расширенным пределом измерения; система электродов была та же, что и для измерения ε и $\operatorname{tg} \delta$. σ рассчитывалась по формуле

$$\sigma = \frac{1}{\rho_V} = \frac{l}{R_x S} (\text{ом}^{-1} \text{ см}^{-1}), \quad (1)$$

где ρ_V — удельное объемное сопротивление ЖК, l — толщина ЖК слоя, S — площадь электродов; погрешность в измерении R_x составляла 0,05%.

Применяемый нами метод уравнивания при измерении R_x ЖК с целью нахождения σ кроме высокой точности измерения R_x ячейки имеет еще и другое преимущество (особенно в ЖК и ИЖ состояниях) перед методом снятия отсчета со шкалы во время измерения. Оно состоит в том, что здесь устанавливается факт уравнивания путем кратковременного включения и выключения напряжения, а показания плеч берутся после выключения напряжения, что дает возможность значительно уменьшить время измерения R_x , тем самым уменьшая влияние процесса электроочистки, который имеет место в жидких диэлектриках [9, 10]. Электроочистка, как известно, приводит к уменьшению σ жидких диэлектриков, причем она проявляется сильнее в начальный период после включения напряжения. Процесс может быть как обратимым, так и необратимым в зависимости от степени чистоты вещества и физико-химических свойств примесей [10]. Применяемый метод измерения R_x предельно уменьшает влияние электроочистки, что дает возможность сопоставить значения σ , измеренные в различных режимах. Напряженность постоянного электрического поля в ЖК была 500 в/см.

Результаты исследований и обсуждение

Следует отметить, что поскольку степень чистоты ЖК в основном определяют по значениям σ и $T_{\text{пл}}$, то результаты наших измерений σ и $T_{\text{пл}}$ (последняя находится по температурам фазовых переходов) кроме другой информации дают еще и степень чистоты ЭББА заводского производства.

На рис. 1 приведены кривые зависимости ε и σ от T при нагревании и охлаждении. Частота электрического поля при измерении ε составляла $f = 20 \text{ кгц}$, а σ измерялась при постоянном токе. Выбор частоты 20 кгц обусловлен тем, что, как будет видно из последующего изложения, при $f = 20 \text{ кгц}$ не успевает развиваться низкочастотная поляризация, которая осложняла бы интерпретацию кривых $\varepsilon(T)$. Изменение ε с температурой (рис. 1а), как следует из теории Фрёлиха [11] и как отмечалось в работе [6], типично для полярных твердых диэлектриков, диэлектрическая проницаемость которых медленно увеличиваясь испытывает скачок (рост) в точке плавления. В случае

ЭББА, как это следует из кривой $\varepsilon(T)$, это происходит при $T=35^\circ\text{C}$. Величина скачка ε пропорциональна постоянному дипольному моменту молекулы ЭББА. Зависимость ε от T в ЖК и ИЖ состояниях показывает, что ЭББА при температуре выше 35°C ведет себя как диэлектрическая жидкость, ε которой уменьшается с увеличением T вследствие ее дезориентирующего влияния на процесс ориентации мо-

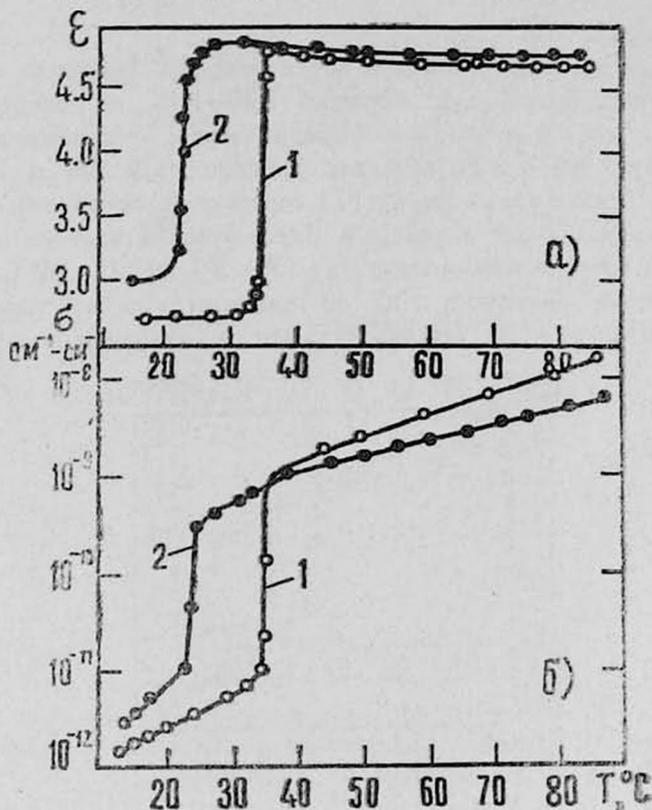


Рис. 1. Зависимость ε (а) и σ (б) от температуры: 1 — нагревание, 2 — охлаждение (скорость нагревания и охлаждения -12 град/час).

лекулярных диполей по полю. Кривая $\varepsilon(T)$ при охлаждении повторяет кривую при нагревании за исключением уменьшения температуры затвердевания по сравнению с $T_{пл}$ вследствие переохлаждения вещества.

Зависимость σ от температуры при нагревании и охлаждении (рис. 1б) показывает, что изменение σ с T подчиняется закону

$$\sigma = A \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right). \quad (2)$$

Аналогичная зависимость σ от T описана во многих работах для некоторых ХЖК и НЖК [12—14]. Однако в указанных работах не наблюдалось каких-либо скачков σ в точках фазовых переходов ТК—ЖК—ИЖ и обратно, кроме незначительных скачков σ в [13].

Исходя из этих данных авторы указанных работ пришли к заключению, что механизм проводимости в различных фазах исследованных веществ (ЖК) один и тот же и что либо плавно изменяется плотность носителей заряда (n), либо их подвижность (μ), которые входят в формулу

$$\sigma = qn\mu, \quad (3)$$

где q — заряд.

В нашем случае скачок σ в точке фазового перехода составляет 2 порядка, в то время как переход ЖК—ИЖ не сопровождается скачком, что дает нам основание предполагать, что механизмы проводимости в твердой и жидкой фазах различны, а в ЖК и ИЖ фазах идентичны. Кривая охлаждения $\sigma(T)$ отличается от кривой нагревания во всем температурном диапазоне. Здесь хорошо заметна область переохлажденно-жидкого состояния: от $(38 \div 39)$ до $(25 \div 24)^\circ\text{C}$.

Из кривой зависимости $\ln \sigma$ от величины обратной температуры, приведенной на рис. 2а, вычислена энергия активации носителей (E_a)

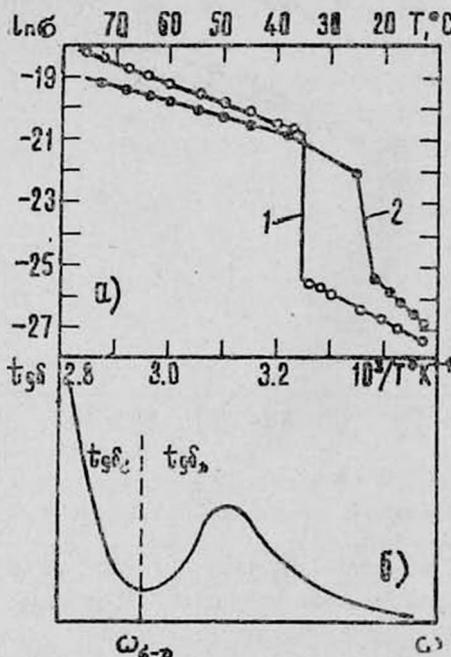


Рис. 2. Зависимость $\ln \sigma$ от $1/T$ (а, 1 — нагревание, 2 — охлаждение) и $\text{tg } \delta$ от частоты (б, теоретическая кривая).

в ТК, ЖК, ИЖ и ПЖ состояниях: $0,72 \text{ эв}$ — для ТК, $0,54 \text{ эв}$ — для ЖК и ИЖ, $0,78 \text{ эв}$ — для ПЖ состояния. Как видно из приведенных значений, в ЖК и ИЖ состояниях энергия активации носителей одинакова, ее величина в ТК состоянии больше соответствующего значения в ЖК (ИЖ) состоянии. Интересно заметить, что E_a в ПЖ состоянии больше, чем в ТК состоянии.

Кривая $\operatorname{tg} \delta(T)$ (рис. 3а) также имеет три области с различным поведением: область до фазового перехода, характеризующаяся незначительным увеличением $\operatorname{tg} \delta$, область фазового перехода со скачкообразным увеличением $\operatorname{tg} \delta$ и область после фазового перехода с рез-

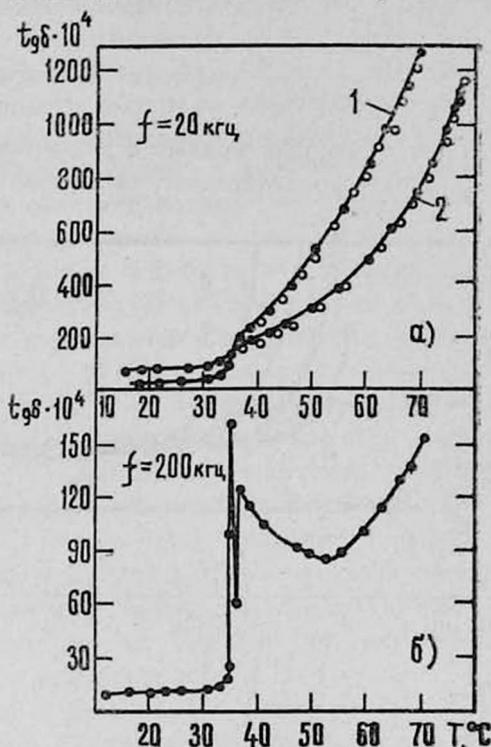


Рис. 3. Зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от температуры: 1 — нагревание, 2 — охлаждение, светлые точки — расчетные значения $\operatorname{tg} \delta$ (скорость нагревания и охлаждения — 12 град/час).

ким увеличением $\operatorname{tg} \delta$. Для интерпретации наблюдаемой зависимости $\operatorname{tg} \delta$ от T и f воспользуемся формулой [15]:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\frac{4\pi \sigma_V}{\omega} + (\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2}}{\varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_c - \varepsilon_\infty}{1 + (\omega\tau)^2}}, \quad (4)$$

где σ_V — удельная объемная проводимость в единицах $\text{ом}^{-1} \text{см}^{-1}$, ε_c — статическая ($f \rightarrow 0$) диэлектрическая проницаемость, ε_∞ — оптическая ($f \rightarrow \infty$) диэлектрическая проницаемость, ω — круговая частота в сек^{-1} , τ — время релаксации молекул в сек .

На рис. 2б показана теоретическая кривая $\operatorname{tg} \delta(\omega)$, построенная согласно формуле (4). На этом рисунке видны области, где преобладают потери из-за электропроводности ($\operatorname{tg} \delta_\sigma$, слева от пунктира) и потери из-за дипольной поляризации ($\operatorname{tg} \delta_D$, справа от пунктира). В правой части имеется максимум потерь, связанный с релаксацией ди-

полей. В соответствии со сказанным формула (4) для указанных двух случаев принимает следующий вид:

$$\operatorname{tg} \delta_s = \frac{4 \pi \sigma}{\varepsilon_c \omega} \quad (\text{низкие частоты}), \quad (5)$$

$$\operatorname{tg} \delta_D = \frac{(\varepsilon_c - \varepsilon_\infty) \omega \tau}{\varepsilon_c + \varepsilon_\infty (\omega \tau)^2} \quad (\text{высокие частоты}). \quad (6)$$

Чтобы сопоставить теоретические кривые с экспериментальными данными для ЭББА на рис. 4 представлены частотные зависимости $\operatorname{tg} \delta$

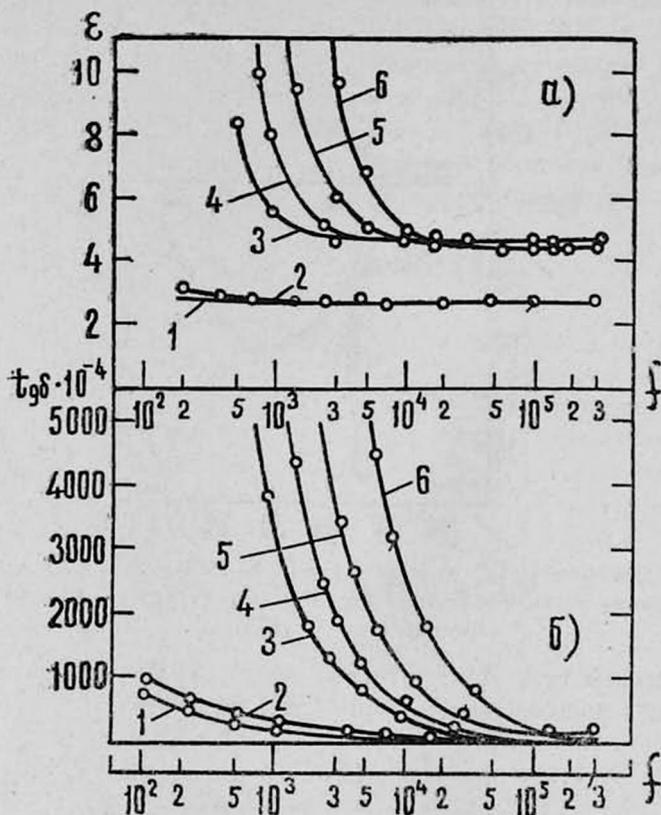


Рис. 4. Зависимость ε и $\operatorname{tg} \delta$ от частоты: 1 — $T = 18,5^\circ\text{C}$; 2 — 31°C ; 3 — 38°C ; 4 — 46°C ; 5 — $56,5^\circ\text{C}$; 6 — 73°C .

и ε при различных температурах. Из кривых $\operatorname{tg} \delta(f)$ видно, что частота, меньше которой преобладает $\operatorname{tg} \delta_s$, а больше которой — $\operatorname{tg} \delta_D$, составляет $f \approx 10^5$ гц. Следовательно, на кривой $\operatorname{tg} \delta(T)$ при $f = 20$ кГц, изображенной на рис. 3а, в основном выражены потери из-за электропроводности и кривая должна быть интерпретирована согласно формуле (5).

Для доказательства сказанного на рис. 3а в том же масштабе указаны значения $\operatorname{tg} \delta(T)$, рассчитанные по формуле (5) с использова-

нием значений $\varepsilon(T)$ и $\varepsilon(T)$, взятых из экспериментальных кривых рис. 1а и б при $f = 4\pi \cdot 10^4$ гц . $\text{tg } \delta$, вычислялся для циклов нагревания и охлаждения и как видно из рис. 3а расчетные точки хорошо совпадают с экспериментальными как на кривой нагревания, так и на кривой охлаждения. Таким образом, можно констатировать, что диэлектрические потери в ЭББА в ЖК и ИЖ состояниях при $f \leq 2 \cdot 10^4$ гц в основном обусловлены потерями из-за электропроводности.

Для дополнительного подтверждения сказанного нами проведены измерения $\text{tg } \delta(T)$ и $\varepsilon(T)$ при $f' = 2 \cdot 10^5$ гц , т. е. при частоте выше частоты раздела областей потерь ($f' > f_{\sigma-D}$) для ЭББА. Результаты этих измерений представлены на рис. 3б. Как и ожидалось, значения $\varepsilon(T)$, измеренные при $f = 2 \cdot 10^4$ гц и $f' = 2 \cdot 10^5$ гц , оказались идентичными, так как значения $\varepsilon(f)$ при различных T и частотах выше 10^4 гц в рассматриваемом диапазоне f практически не зависят от f (рис. 4а). Однако ход кривых $\text{tg } \delta(T)$ и абсолютная величина $\text{tg } \delta$ совершенно иные, чем при $f = 2 \cdot 10^4$ гц . Во-первых, здесь значения $\text{tg } \delta$ значительно меньше (на 1-1,5 порядка), и, во-вторых, имеется явно выраженный максимум $\text{tg } \delta$, который соответствует фазовому переходу ТК—ЖК, причем последний предшествует фазовому переходу по температуре на 1-1,5°C, что говорит о наличии предпереходных явлений в ЭББА при фазовом переходе. Подобные явления были обнаружены также при аналогичных исследованиях на холестерических ЖК [6], что, возможно, говорит об общих закономерностях предпереходных явлений в жидких кристаллах.

Возвращаясь к зависимости ε от f при различных температурах, показанной на рис. 4а, следует отметить следующее. Из кривых $\varepsilon(f)$ видно, что частота исчезновения низкочастотной поляризации в ЭББА равна $\sim 10^4$ гц , а значения ε , например, при $T = 56,5^\circ\text{C}$ (кривая 5 на рис. 4а) и частотах $5 \cdot 10^3$, 10^3 и 10^4 гц соответственно равны 11, 8 и 4,7. А между тем известно, что во время исследований применяется как постоянное, так и переменное электрическое поле различной частоты, и хотя в формулах пороговых и временных параметров фигурирует не ε , а ее анизотропия ($\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$) [7, 8], нет никакой уверенности (кроме экспериментальной проверки), что низкочастотная поляризация одинаково влияет на отдельные компоненты диэлектрической проницаемости (ε). Поэтому нам кажется, что при исследовании электрооптических эффектов и при сравнении результатов разных авторов необходимо учесть эффект зависимости диэлектрической проницаемости от частоты приложенного электрического поля.

В заключение укажем, что электропроводность ЭББА заводского производства в жидком состоянии составляет $\sim 10^{-9}$ $\text{ом}^{-1} \text{см}^{-1}$, что говорит о низкой степени чистоты ЭББА.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. A. Koshnow, H. S. Cole. Mol. Cryst. and Liquid Cryst., 23, 329 (1973).
2. H. Baessler, M. M. Labes. J. Chem. Phys., 51, 5397 (1969).
3. И. Г. Чистяков, Л. К. Вистин. Кристаллография, 18, 873 (1973).
4. С. В. Беллев, Л. М. Блинов. ЖЭТФ, 70, 184 (1976).
5. В. Г. Румянцев, Л. М. Блинов, В. А. Кизель. Кристаллография, 18, 1101 (1973).
6. С. С. Сукьян и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 72 (1976).
7. С. А. Пикин. ЖЭТФ, 60, 1185 (1971).
8. W. Helfrich. J. Chem. Phys., 51, 4092 (1969).
9. А. Никурадзе. Жидкие диэлектрики, Л., 1936.
10. П. Адамчевский. Электрическая проводимость жидких диэлектриков, Л., 1972.
11. Г. Фрелих. Теория диэлектриков, М., 1969.
12. D. G. Shaw, J. W. Kauffman. J. Chem. Phys., 54, 2424 (1971).
13. Ф. К. Горский, Н. М. Сакевич. ЖФХ, 45, 255 (1971).
14. В. И. Бобров. Жидкие кристаллы, Иваново, 1974.
15. Г. И. Сканави. Физика диэлектриков, М.—Л., 1949.

Պ-էՍՈՔՍԻՐԵՆԶԻԼԻԳԵՆՊՂ-Ն-ԲՈՒՏԻԼԱՆԻԼԻՆԻ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ
ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ս. Ս. ՍՈՒՔԻԱՍՅԱՆ, Ա. Տ. ՍԱՐԿԻՍՅԱՆ, Գ. Ա. ՇԱԼՈՒՆՏ

Բերվում են պ-էտոբսիբենզիլիդեն-պ'-ն-բուտիլանիլիներ (էԲԲԱ) էլեկտրահաղորդականության (σ), դիէլեկտրիկ թափանցելիության (ϵ) և դիէլեկտրիկ կորուստների անկյան ($\text{tg } \delta$) չափման արդյունքները տաքացնելիս և սառնցնելիս, պինդ բյուրեղական (ՊԲ), հեղուկ բյուրեղական (ՀԲ), իզոտրոպ հեղուկ (ԻՀ) և դերսառնցված հեղուկ (ԴՀ) վիճակներում, կախված ջերմաստիճանից և հաճախությունից: Փորձնական կերպով որոշված է էլեկտրահաղորդականությունով պայմանավորված կորուստների և դիէլեկտրիկ բևեռացումով պայմանավորված կորուստների ախրույթների բաժանման հաճախային սահմանը, ինչպես նաև ցածր հաճախային բևեռացման հաճախային սահմանը: Հաշվված են ՊԲ, ՀԲ և ԴՀ վիճակների համար σ -ի և $\text{tg } \delta$ -ի ակտիվացման էներգիաները: Տեսականորեն հաշվված (ըստ σ -ի և ϵ -ի փորձնական արժեքների և գործնականորեն չափված $\text{tg } \delta$ -ի արժեքները 20 կճ հաճախության դեպքում համընկնում են:

ELECTRICAL PROPERTIES OF EBBA

S. S. SUKIASYAN, A. Ts. SARKISYAN, D. A. SHALUNTS

The temperature and frequency dependences of the electrical conductivity (σ), the permittivity (ϵ) and the angle of dielectric losses ($\text{tg } \delta$) of EBBA in a solid, liquid, isotropic liquid and overcooled states are measured. The activation energies of electrical conductivity for these states are calculated. The calculated values of $\text{tg } \delta$ for 20 kc/s are in good agreement with the measurements.

ИЗ ИСТОРИИ НАУКИ

МАНУЭЛЬ КАДЖУНИ — АРМЯНСКИЙ ПРОПАГАНДИСТ ЕСТЕСТВЕННЫХ НАУК XIX ВЕКА

С. М. АХВЕРДЯН, Р. А. САРДАРЯН

В XVIII—XIX веках точные науки стали оказывать огромное влияние на цивилизацию. Однако это прошло мимо исторической Армении. Влияние научно-технической революции ощущалось лишь в армянских колониях в Москве, Вене, Венеции и др. местах, в которых появляются интересные личности, ставившие своей целью распространение научных знаний среди армянского народа. Среди них особое место занимает Мануэль Каджуни, член общества мхитаристов в

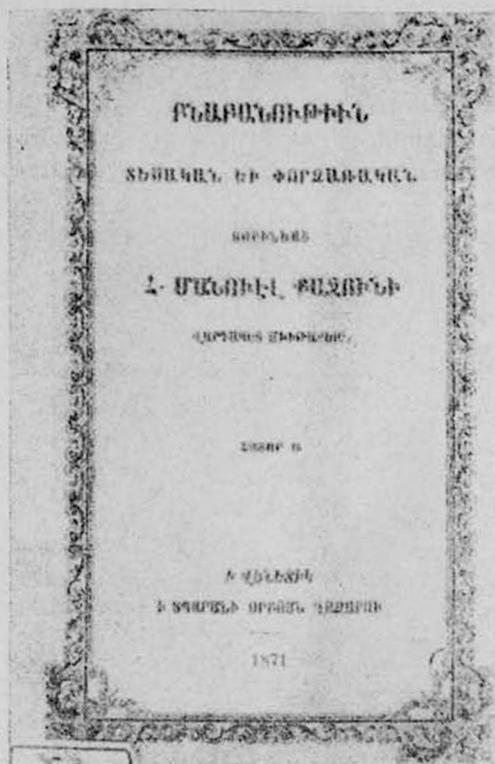


Мануэль Каджуни (1823—1903).

Венеции. Он был одним из высокообразованных людей своего времени, посвятивший всю свою жизнь пропаганде естественных наук и образованию.

Мануэль Каджуни родился в 1823 году в Константинополе [1], в 20 лет получил звание вардапета и начал преподавать в различных учебных заведениях мхитаристов. В молодости связав себя с преподавательской деятельностью, Каджуни сыграл большую роль в упорядочении учебного процесса, много сделал для того, чтобы предоставить возможность бесплатного обучения и содержания нуждающимся армянским юношам. Наряду с большой организаторской деятельностью

Каджуни пишет книги, которые становятся учебниками в армянских высших школах мхитаристов. Особого внимания заслуживают изданные в Венеции „Теоретическая и экспериментальная химия“ в трех томах [2], „Теоретическая и экспериментальная физика“ в двух томах [3] и „Теоретическая и экспериментальная механика“ [4]. Двухтомник по физике представляет собой курс общей физики. Он состоит из девяти частей, четыре из которых посвящены физическим свойствам твердых тел, жидкостей и газов, одна часть — звуку, одна — теплоте и



Титульный лист первого тома книги М. Каджуни
„Теоретическая и экспериментальная физика“.

последние три части посвящены оптике, магнетизму и электричеству. Книга написана на высоком научном уровне, отражающем уровень знаний своего времени, причем изложение многих вопросов и сейчас имеет современное звучание. Можно сказать, что эта книга М. Каджуни явилась первым наиболее полным курсом общей физики на армянском языке. То же самое можно сказать и о книге „Теоретическая и экспериментальная механика“, в которой М. Каджуни дает более полное по сравнению с общим курсом и последовательное изложение механики (как статике, так и динамике), уделяя большое внимание ее техническим приложениям.

Чувствуя необходимость серьезной постановки обучения естественным наукам, Мануэль Каджуни предпринимает усилия для создания физической лаборатории при высшем учебном заведении общества мхитаристов, где обучались наиболее одаренные армянские юноши. В течение 1869—75 гг. была создана физическая лаборатория общей площадью более 100 кв. метров [1, 5]. Она была оснащена необходимыми приборами как для демонстрации физических законов, так и для проведения различных опытов. Лаборатория была украшена портретами выдающихся европейских и средневековых армянских ученых*.

Влияние Каджуни в пропаганде естественно-научных знаний в обществе мхитаристов было настолько велико, что даже обложка ежемесячного журнала „Базмавеп“, издаваемого в Венеции, претерпела изменения и стала оформляться изображениями различных физических и астрономических приборов**. В 1848—51 годах Каджуни был заместителем редактора этого журнала по естественным наукам [8].

Для полного удовлетворения всех потребностей образования в области естественных наук Каджуни приступает к созданию книги „Искусствоведение или сборник знаний“, которую издает в 1875 году, а затем, существенно дополнив, переиздает ее в 1897 г. (третье издание книги выходит в свет после смерти автора в 1909 году [9]). Эта книга имела энциклопедический характер, где были собраны сведения из различных областей знаний. В пятидесятых годах прошлого столетия М. Каджуни задумывает создать энциклопедию на армянском языке, и после 40 лет трудов ему удается издать в 1891—92 гг. „Энциклопедию искусств, наук и художеств“ в трех томах общим объемом в 2000 стр. [10].

В 1883 г. М. Каджуни становится руководителем крупнейшего высшего учебного заведения общества мхитаристов — школы Мурадян [1, 8]. Еще больше увеличиваются его заботы, связанные с необходимостью обеспечить высокий уровень обучения, тем более, что в этой школе учились армяне из многих стран, из Восточной и Западной Армении. Он ставит себе целью написать ряд учебников, призванных обеспечить учебный процесс на армянском языке. Его перу принадлежат „Математика“, включающая в себя арифметику и алгебру, и еще девять других учебников по различным отраслям знаний. Некоторые из написанных им книг продолжали переиздаваться после смерти автора до начала тридцатых годов.

Мануэль Каджуни по свидетельству современников пользовался большим авторитетом не только у руководства общества мхитаристов,

* Следует отметить, что на острове св. Лазаря в Венеции, где были сосредоточены учреждения общества мхитаристов, действовала астрономическая обсерватория, где проводились серьезные астрономические наблюдения. В частности, в этой обсерватории в 1894 г. были получены первые указания на то, что у Юпитера имеется 6-й спутник; и это на десять лет раньше достоверного его наблюдения [6].

** Заметим кстати, что в журнале „Базмавеп“ в 1929 году были опубликованы переводы на армянский язык двух статей А. Эйнштейна по общей теории относительности [7].

но и среди простых людей, преподавателей и учащихся. Это он заслужил своей непосредственностью, бескорыстием и стремлением служить своему народу. Его деятельность была замечена итальянским правительством, о чем свидетельствует то, что в 1897 г. он был награжден высшей правительственной наградой Италии [1]. Умер М. Каджуни в 1903 году 1 декабря, оставив более 8 тысяч страниц печатного текста по различным областям естественных знаний.

Поступила 20.V.1977

Л И Т Е Р А Т У Р А *

1. Հ. Ք. Զաւոյան. *Բազմավեպ ամսագիր*, № 1, էջ 34, Վենետիկ, 1904.
2. Մ. Քաջունի. *Տարրաբանություն տեսական և արվեստական, Վենետիկ, 1870, I, II և III հատորներ*.
3. Մ. Քաջունի. *բնաբանություն տեսական և փորձառական, Վենետիկ, 1871, հատորներ Ա, Բ.*
4. Մ. Քաջունի. *Մեքենականություն տեսական և գործնական, Վենետիկ, 1872.*
5. *Մխիթարյան մխարանություն. Մխիթարյան հորեւյան 1701—1901 թթ., Վենետիկ, 1901, էջ 206.*
6. *Բազմավեպ ամսագիր*, № 4, էջ 189, Վենետիկ, 1905.
7. *Բազմավեպ ամսագիր*, № 6, 7, 8, Վենետիկ, 1929.
8. Բ. Սարգսյան. *Երկհարյուրամյա կրթական գործունեություն, Վենետիկ, 1936.*
9. Մ. Քաջունի. *Արվեստաբանություն երկասիրչալ, Վենետիկ, 1875; Արվեստաբանություն կամ շտեմարան (կրկեսպատկյալ նորանոր օգտակար հավելվածով), Վենետիկ, 1897; Արվեստաբանություն կամ շտեմարան դիտելյաց, Վենետիկ, 1909.*
10. Մ. Քաջունի. *Բառգիրք արվեստից և գիտությանց և զեղեցիկ դպրությանց, Վենետիկ, 1891, հատոր I; Վենետիկ, 1892, հատորներ II, III.*

ՄԱՆՎԵԼ ՔԱԶՈՒՆԻ՝ 19-ՐԴ ԴԱՍԻ ԲՆԱԿԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՀԱՏ ՊՐՈՊԱԳԱՆԴԻՍՏ

Ս. Մ. ՀԱՆՎԵՐԴՅԱՆ, Ռ. Ա. ՍԱՐԴԱՐՅԱՆ

Աշխատանքում հակիրճ նկարագրված է Մ. Քաջունու գործունեությունը, որը հայերեն լեզվով դրել է հրատարակել է ընդհանուր ֆիզիկայի և մեխանիկայի երեք հատորից բաղկացած դասընթացները: Մ. Քաջունին հիմնադրել է նաև ֆիզիկայի լաբորատորիա, որը հնարավորություն էր տալիս Վենետիկում մխիթարյան մխարանությանը կից բարձրագույն ուսումնական հաստատության հայ ուսանողներին դրադիվ փորձնական ֆիզիկայով: Նշվում են Մ. Քաջունու մեծ ծառայությունները կրթության հիմնադրման գործում, հատկապես բնական գիտությունների բնադավառում:

MANUEL KADZHUNI—AN ARMENIAN PROPAGANDIST OF NATURAL SCIENCES OF THE XIX-th CENTURY

S. M. AKHVERDYAN, R. A. SARDARYAN

The work describes in short the activities of M. Kadzhuni, who wrote and edited in Armenian language the course on the general physics and mechanics in three volumes. He was the founder of the physical laboratory, in which the students of the Armenian high educational institution attached to mkhitarists society in Venice could study. M. Kadzhuni's work on the organization of education, particularly in the sphere of natural sciences, is highly appreciated.

* Вся цитируемая литература содержится в Государственной публичной библиотеке им. А. Мясникова.

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ի Թ Յ Ո Ի Ն

Հոկտեմբերյան սոցիալիստական մեծ հեղափոխության 60-ամյակը	309
Մ. Օ. Ազարյան, Լ. Ի. Բելզեր, Ա. Ի. Գեմյանով, Վ. Ս. Մուրզին, Լ. Ի. Սարիշևիկա Ֆարձր Լենրդիանների ղեկընդմաքում միջուկային կասկածների գեներացման նոր մե- խանիզմի վերաբերյալ	313
Ա. Ս. Համբարձումյան, Յան Շի. Գերարազ լիցքավորված մասնիկի հետ ատոմի և կրկատոմ մոլեկուլի փոխազդեցության ժամանակ առաջացող ռենտգենյան ճառագայթումը	320
Մ. Մ. Մուրադյան. Թիթեղի վրա ազդող ուժը, երբ նրա միջով անցնում է ուլտրավիոս- տիկ լիցքավորված մասնիկ	329
Գ. Ա. Բեգիաշվիլի, Վ. Գ. Գավրիլենկո, Գ. Վ. Դժանդիերի. Ժամանակային ֆլուկտուացիա- ների ազդեցությունը բառայնորեն անհամասեռ միջավայրերում առաջացած ճառագայթման վրա	334
Վ. Մ. Հարությունյան, Գ. Գ. Ադոնց, Թ. Ա. Փափազյան, Ս. Մ. Սարգսյան, Գ. Մ. Արզու- մանյան, Թ. Է. Մելիքյան. Ռեզոնանսային ստիպողական բառաֆոտոն կոմ- բինացիոն ցրման սպեկտրալ-անկյունային բաշխումը եռմակարգականի միջա- վայրում	335
Ա. Ա. Կիրակոսյան, Հ. Լանտով. Վայն-Մոտի էքսիտոնի ցրումը ֆոնոնների վրա բարակ կիսահաղորդչային լարերում	347
Դ. Մ. Հարությունյան, Ա. Պ. Զոբյան. Շտարկի բազմաֆոտոն էֆեկտը կիսահաղորդի- չում բլանտացնող մագնիսական դաշտի առկայության դեպքում	352
Դ. Մ. Անդրակյան, Կ. Վ. Պապոյան. Դիէլեկտրիկ միջավայրում ձայնի տարածման մասին	357
Կ. Ն. Կարապետյան. Գնդին մոտ տեղադրված լարային անտենայի տեսության վերաբերյալ	363
Յա. Մ. Պողոսյան, Գ. Գ. Շախարյան, Լ. Ն. Թովմասյան. Դոմենային սահմանների որդա- նման շարժումը պերմայոլի բարակ թաղանթներում	368
Ա. Ա. Ալլոյան, Վ. Ա. Միլան. Si—Te սխտեմի կիսահաղորդչային խալկոգենիդ ապա- կիններում կատարվող կառուցվածքային փոփոխությունները և նրանց կապը հիշո- ղույթյան էֆեկտի հետ	378
Ն. Ա. Կալևե, Յա. Լ. Պոտապենկո, Ա. Մ. Դյաչենկո, Տու. Գ. Զուվաշև. Քրոմի ազդեցու- թյունը կրեմնիումի էլեկտրաֆիզիկական հատկությունների վրա	383
Ա. Ա. Սուֆիասյան, Ա. Յ. Սարգսյան, Գ. Ա. Շալունց. Պ-էտթրիբենզիլիդեն-սլ-ն-բուտի- լանիլինի էլեկտրական հատկությունները	387

Գիտության պատմությունից

Ա. Մ. Հախվերդյան, Ռ. Ա. Սարգսյան. Մանվել Քաչունի՝ 19-րդ դարի բնական պատու- թյունների հայ պրոպագանդիստ	395
--	-----

СО Д Е Р Ж А Н И Е

<i>К 60-летию Великой Октябрьской социалистической революции</i>	309
<i>М. О. Азарян, Л. И. Бельзер, А. И. Демьянов, В. С. Мурзин, Л. И. Сарычева. К вопросу о новом механизме генерации ядерных каскадов при высоких энергиях</i>	313
<i>А. С. Амбарцумян, Ян Ши. Рентгеновское излучение, образуемое атомом и двухатомной молекулой при взаимодействии с ультрарелятивистской заряженной частицей</i>	320
<i>М. М. Мурадян. Сила, действующая на пластину при прохождении через нее релятивистской заряженной частицы</i>	329
<i>Г. А. Бегиашвили, В. Г. Гавриленко, Г. В. Джандиери. О влиянии временных флуктуаций на излучение в хаотически-неоднородных средах</i>	334
<i>В. М. Арутюнян, Г. Г. Адонц, Т. А. Папазян, С. М. Саркисян, Г. М. Арзуманян, Т. Э. Меликсетян. Спектрально-угловое распределение резонансного ВЧПР в трехуровневой среде</i>	338
<i>А. А. Киракосян, Х. Лантов. Рассеяние экситона Ваннье-Мотта на фононах в тонких полупроводниковых проволоках</i>	347
<i>Г. М. Арутюнян, А. П. Джотян. Многофотонный штарк-эффект в полупроводнике при наличии квантующего магнитного поля</i>	352
<i>Д. М. Седракян, К. В. Папоян. О распространении звука в диэлектрической среде при низких температурах</i>	357
<i>К. Е. Карапетян. К теории проволочной антенны, расположенной вблизи шара</i>	363
<i>Я. М. Погосян, Г. Г. Шакарян, Л. Н. Товмасян. Червеобразное движение доменных границ в тонких пермалловых пленках</i>	368
<i>С. А. Алтунян, В. С. Минаев. Структурные изменения в полупроводниковых халькогенидных стеклах системы <i>Si-Te</i> и их связь с эффектом «памяти»</i>	378
<i>Н. А. Кальнев, Я. Л. Потапенко, А. М. Дьяченко, Ю. Д. Чувашев. Влияние хрома на электрофизические свойства кремния</i>	383
<i>С. С. Сукиасян, А. Ц. Саркисян, Д. А. Шалуниц. Электрические свойства <i>n</i>-этоксипензилиден-<i>n</i>'-н-бутиланилина</i>	387

ИЗ ИСТОРИИ НАУКИ

<i>С. М. Ахвердян, Р. А. Сардарян. Мануэль Каджуни—армянский пропагандист естественных наук XIX века</i>	395
--	-----