

ՀԱՄԱՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿ
ФИЗИКА

1978

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒՆԳԻԱ

Ա. Յ. Ամատունի, Վ. Մ. Հարությունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Դարիրյան (պատասխանատու խմբագիր), Է. Գ. Միրզարեկյան, Մ. Ն. Մովսիսյան, Յու. Գ. Շահնազարյան (պատասխանատու քարտուղար), Է. Գ. Շահրյան, Գ. Ս. Սահակյան, Հ. Հ. Վարդապետյան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Ա. Մ. Амадуни, В. М. Арутюнян (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).

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОСМИЧЕСКИХ МЮОНОВ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ И МЮОННЫЕ ПАРЫ

Т. А. АСАТИАНИ, С. В. АЛЧУДЖЯН, К. А. ГАЗАРЯН,
Л. И. КОЗЛИНЕР, Г. С. МАРТИРОСЯН, С. В. ТЕР-АНТОНЯН

Приводятся результаты исследования мюонных пар горизонтального потока космических лучей в области энергий (5—1200) Гэв, а также мюонов, проходящих с сопровождением через арагадский магнитный спектрометр. Из 17000 зарегистрированных событий 1500 представляли собой множественное прохождение через установку. Приводится классификация и дается предварительный анализ этих событий. Сравнение вероятности образования электронного сопровождения мюонами с теоретическими расчетами не обнаружило каких-либо отклонений от теории электромагнитных взаимодействий. Асимметрия в процессе образования электронов положительными и отрицательными мюонами не наблюдалась. Данные по компонентам мюонных пар сведены в таблицу.

Введение

Экспериментами по обнаружению аномальных процессов в электромагнитных взаимодействиях космических мюонов занимаются давно. Однако из-за ограниченности статистического материала и использования различных методик до последнего времени исследования в этой области не дали однозначного ответа на интересующий вопрос. Так, некоторые авторы [1—3], исследовавшие поток высокоэнергичных космических мюонов, наблюдали асимметрию в образовании δ -электронов положительными и отрицательными мюонами. Другие авторы [4, 5] никаких аномалий не обнаружили. Аналогичные результаты были получены и в ускорительных экспериментах в области энергий (5—15) Гэв [6, 7]. Поэтому продолжение таких исследований представляется важным, и этим обусловлено проведение настоящей работы.

Не менее интересной проблемой является изучение мюонных групп. Некоторые авторы связывают их с широкими атмосферными ливнями (ШАЛ). Однако другие [8—12] указывают на то, что частоту появления групп трудно объяснить происхождением только от ШАЛ. Работы в этом направлении в основном проводились на подземных установках калориметрического типа. Вследствие этого практически нет информации о характеристиках отдельных мюонов группы. Использование методики магнитного спектрометра открывает новые возможности в этом направлении. Однако относительно небольшая светосила спектрометров ограничивает исследование групп с большим числом частиц.

Экспериментальная установка

Подробное описание арагадского магнитного спектрометра приведено в работах [13, 14], поэтому мы ограничимся кратким описанием

установки. Экспериментальная аппаратура расположена на высоте 3200 м над уровнем моря. Средний зенитный угол составлял 84° . Выделение мюонов, проходящих через магнит со сплошным железным сердечником, осуществлялось телескопом сцинтиляционных счетчиков (рис. 1). Разрешающее время схемы совпадений—12 нсек. Учет

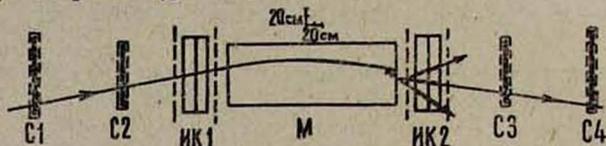


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: М — магнит, С1—С4 — сцинтиляционные счетчики, ИК1, ИК2 — искровые камеры.

времени пролета полностью обеспечивал прохождение частиц через установку только с одной стороны в направлении $S70^\circ E$. Эти факторы значительно снижали фон от широких атмосферных ливней, число которых сильно растет с высотой.

Использование в спектрометре в качестве детекторов двух широкоазорных искровых камер (ИК1 и ИК2) с размерами $(100 \times 100 \times 30)$ см³, обладающих как высоким пространственным разрешением, так и хорошей ливневой эффективностью, позволило успешно регистрировать не только одиночные мюоны, но и мюоны, идущие с сопровождением. Фотографирование событий производилось в одной проекции. Вторая проекция определялась с помощью оптических клиньев со среднеквадратичной ошибкой 5,4 мм. Угловая точность определения трека в искровой камере составляла $8 \cdot 10^{-4}$ рад, что соответствует максимально измеряемому импульсу $P = 1200$ Гэв/с.

За время работы установки было зарегистрировано ~ 15500 одиночных и ~ 1500 множественных событий, когда в ИК1 и ИК2 наблюдались либо группы мюонов, либо электроны, коррелированные с проходящим через магнит мюоном.

Методика обработки

Отобранные множественные события обрабатывались на прецизионном проекторе, где снимались координаты треков относительно реперных крестов. Эти данные вводились в ЭВМ, с помощью которой восстанавливались пространственные изображения мюонов и вычислялись их параметры. События классифицировались следующим образом: 1) прохождение мюона через спектрометр в сопровождении одиночного электрона в ИК1 и ИК2; 2) прохождение мюона через спектрометр в сопровождении двух электронов и более в одной из камер; 3) прохождение через спектрометр группы частиц, т. е. в ИК1 и ИК2 одновременно наблюдаются две частицы и более. Суммарное вещество спектрометра перед ИК1 составляло 22 г/см², и поэтому мюонное сопровождение в этой камере являлось следствием электромагнитных взаимодействий не только в атмосфере, но и в этом веществе. Сопро-

вождение в ИК2 возникает в результате взаимодействий мюонов в теле магнита и носит более локальный характер. Из рассмотрения исключались ливни с большим числом частиц, поскольку в таких случаях выделение мюонов становилось неоднозначным, и события, когда электроны в ИК1 проходили на больших расстояниях от мюона, типа малоплотных горизонтальных атмосферных ливней.

Идентификация мюонов в ИК1 и ИК2 в плоскости магнитного отклонения осуществлялась с помощью критерия „сшивания“. Суть его заключается в следующем. По известным углам входа и выхода частицы с учетом потери энергии в теле магнита определяется ее импульс и знак заряда. По этим данным и по известным координатам входа частицы в магнит определяются координаты выхода из магнита. Разность (сшивание) между этой величиной и ее экспериментальным значением характеризует прохождение частицы через спектрометр. Из-за многократного рассеяния в магните и ошибок измерений сшивание мюонов подчиняется гауссовскому распределению. Дисперсия распределения определялась с хорошей статистической точностью (~ 8000 событий) на одиночных мюонах, проходящих через спектрометр. Величина ее σ оказалась равной 11 мм. Во множественных событиях критерием сшивания считалась величина $\Delta \leq 3\sigma$. В тех случаях, когда $\Delta > 33$ мм для всех треков рассматриваемого события, считалось, что мюон отсутствует, и такие события в дальнейшем не рассматривались.

Анализ данных

За одиночные сопровождения мюонов небольших энергий при малых переданных импульсах в основном ответственен процесс образования δ -электронов. С увеличением энергии мюонов становится существенным процесс прямого образования пар, а при больших переданных импульсах — процесс тормозного излучения. Разделение этих процессов в спектрометрах носит несколько условный характер. Поэтому на рис. 2 приводится вероятность общего числа взаимодействий

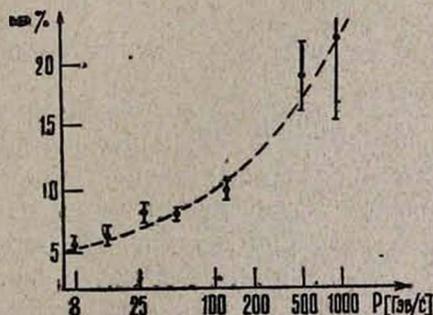


Рис. 2. Вероятность общего числа взаимодействий мюонов.

мюонов, проходящих через установку. Для сравнения приведена теоретическая кривая [18] (вклад тормозного излучения и ядерных взаи-

модействий не учитывался), нормированная к среднему импульсу 50 Гэв/с . Причина нормировки заключается в том, что из-за сильного рассеянного магнитного поля между магнитом и искровой камерой трудно определить минимальную энергию регистрируемых электронов. Из хорошего согласия теоретической кривой с экспериментальными точками следует, что нижний предел передачи энергии составляет примерно 15 Мэв для δ -электронов и 30 Мэв для прямого образования электрон-позитронной пары мюоном.

На рис. 3 приведена асимметрия в образовании δ -электронов положительными и отрицательными мюонами: а) асимметрия общего

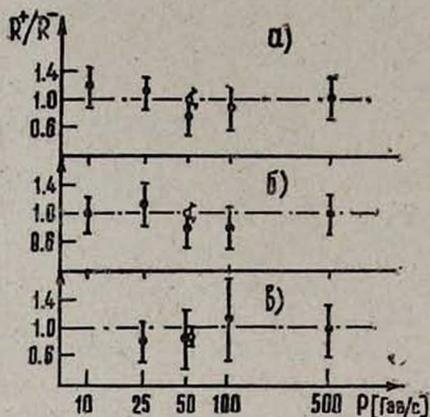


Рис. 3. Асимметрия в образовании δ -электронов положительными и отрицательными мюонами: а) асимметрия общего числа провзаимодействовавших мюонов до и после магнита; б) асимметрия мюонов, провзаимодействовавших на выходе магнита; в) асимметрия мюонов, при взаимодействии которых образуются три электрона и более.

числа провзаимодействовавших мюонов до и после магнита; б) асимметрия мюонов на выходе магнита; в) асимметрия мюонов, при взаимодействии которых образуются три электрона и более до или после магнита. Приведенные графики показывают отсутствие зарядовой асимметрии в процессе образования δ -электронов мюонами. Предварительные данные по этому вопросу докладывались на XIX Международной конференции по космическим лучам [15]. Там же докладывались работы [5, 16], авторы которых также указывали на отсутствие каких-либо отклонений от теории электромагнитных взаимодействий.

Группы проникающих мюонов

Остановимся подробнее на группах мюонов, проходящих через спектрометр (ГПМ). Программа обработки таких событий предусматривала расчет параметров всех частиц группы. Кроме того, для увеличения достоверности выделения мюонов в группе применялся еще один критерий сшивания, который заключался в следующем. В плоскости, перпендикулярной к плоскости магнитного отклонения, через координаты глубины трека методом наименьших квадратов проводилась прямая. Если отклонение прямой от измеренных координат удовлетворяло условию $3\sigma_z \leq 24 \text{ мм}$, то событие считалось связанным; значение величины $\sigma_z = 8 \text{ мм}$ было получено из данных по одиночным

мюонам. Надо отметить, что вычисление параметров группы мюонов, летящих близко друг от друга, затруднительно из-за неоднозначности идентификации частиц в ИК1 и ИК2.

19 событий, представляющих собой возможные мюонные группы, приведены в таблице, где q и P — соответственно заряд и импульс мюона в паре, α и d — угол разлета и расстояние между мюонами пары в центре

Таблица

№	$q \cdot P$ (Гэв/с)	α (град)	d (мм)
1	24	-21	7,1
2	58	5	9,9
3	-29	-339	9,8
4	-13	265	7,6
5	26	79	6,4
6	79	446	0,3
7	58	-45	1,2
8	58	13	1,5
9	53	24	1,8
10	8	71	2,4
11	-198	9	3,2
12	9	-54	4,3
13	16	-16	3,2
14	6	13	3,8
15	-10	-541	4,3
16	66	-13	1,8
17	-13	-16	1,7
18	выделено 3 мюона	идентификация затруднена из-за большого числа частиц в ИК1 и ИК2	
19	выделено 4 мюона	" " "	

ИК1. Малая статистика не позволяет сделать однозначных выводов о наблюдаемых группах, однако можно проследить некоторые тенденции:

1) угол между мюонами с увеличением минимальной энергии в паре уменьшается, что, по-видимому, указывает на генетическую связь компонент пары;

2) с увеличением суммарного импульса в паре основную долю энергии уносит одна из частиц;

3) относительная интенсивность ГПМ, нормированная к спектру одиночных мюонов, увеличивается с увеличением суммарного импульса пары;

4) распределение импульсов в паре не зависит от заряда.

Трудно предположить, что зарегистрированные ГПМ образованы далеко от установки, так как геомагнитные эффекты и многократное рассеяние должны существенно увеличить поперечные размеры группы, что, естественно, делает маловероятным их регистрацию с наблюдаемой плотностью. Пуассоновское распределение плотности мюонов в горизонтальных атмосферных ливнях (ГАЛ) не объясняет наблюдаемую частоту, поскольку интенсивность ГАЛ в нашем случае мала (из наблюдаемых ГПМ только 20% можно приписать мюонам в ГАЛ).

В работе [17] дискутируется процесс прямого образования мюонных пар мюонами и, по-видимому, им можно объяснить еще 20% случаев. Оставшуюся долю событий трудно объяснить нетривиальными процессами с участием нейтрино, посредством прямого рождения мюонных пар в ядерных взаимодействиях и т. д.

В настоящее время нами проводится более подробный расчет возможных процессов образования ГПМ и продолжается набор статистического материала на усовершенствованной установке.

Авторы выражают благодарность проф. С. Г. Матиняну за постоянное внимание к проводимому эксперименту, Э. А. Мамиджянну и В. В. Авакяну за содействие в работе, сотрудникам лаборатории Г. Э. Минасяну, А. В. Караханяну, Ю. Г. Каланцянну и Т. А. Будумян за помощь при обработке экспериментальных данных.

Ереванский физический институт

Поступила 10.XII.1976

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. A. R. Osborn et al. PICCR, Denver, 1973, v. 3, p. 2042.
2. O. C. Allkofer. Phys. Rev., D4, 638 (1971).
3. C. A. Ayre et al. PICCR, Hobart, 1971, v. 4, p. 1364.
4. C. Grupen et al. J. Phys. A, 5, 1706 (1972).
5. W. Stamm et al. PICCR, München, 1975, v. 6, p. 1926.
6. R. L. Jain et al. Phys. Rev., D1, 813 (1970).
7. T. B. U. Kirk et al. Amer. Phys. Soc., 10, 80 (1965).
8. S. H. Htgashy et al. Nuovo Cim., 32, 1 (1964).
9. С. Н. Вернов и др. Доклад на Всесоюзной конференции по космическим лучам, Ленинград, 1969.
10. С. Castagnoli et al. Nuovo Cim., 61 B, 290 (1969).
11. М. Бибилашвили. Докторская диссертация, Тбилиси, 1971.
12. J. D. Bjorken et al. Phys. Rev., 184, 1345 (1969).
13. Т. Л. Асатиани et al. PICCR, München, 1975, v. 6, p. 2151.
14. Т. Л. Асатиани и др. Научное сообщение ЕФИ—129 (75).
15. Т. Л. Асатиани et al. PICCR, München, 1975, v. 6, p. 2030.
16. С. Е. Magnuson et al. PICCR, München, 1975, v. 6, p. 1966.
17. С. Р. Кельнер и др. Ядерная физика, 21, 763 (1975).
18. С. Хаякава. Физика космических лучей, 1973, т. 1, стр. 510.

ՄԵՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅՈՎ ՕԺՏՎԱԾ ՏԻԵԶԵՐԱԿԱՆ ՄՅՈՒՈՆՆԵՐԻ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԵՎ ՄՅՈՒՈՆԱՅԻՆ ԶՈՒՅԳԵՐԸ

Ք. Լ. ԱՍԱԹԻԱՆԻ, Ս. Վ. ԱԼԶՈՒԶՅԱՆ, Կ. Ա. ԳԱԶԱՐՅԱՆ,
Լ. Ի. ԿՈԶԼԻՆԵՐ, Հ. Ս. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ, Ս. Վ. ՏԵՐ-ԱՆՏՈՆՅԱՆ

Քերվում են (5—1200) ԳէՎ էներգիայի տիրույթում հորիզոնական տիեզերական ճառագայթներում մյուոնային զույգերի, ինչպես նաև Արագածի մագնիսական սպեկտրոմետրով այլ մասնիկների ուղեկցությամբ անցնող մյուոնների հետազոտության արդյունքները: 17000 դրանցված զեպերից 1500 զեպերում մյուոնները սպեկտրոմետրի միջով անցնում էին այլ մասնիկների ուղեկցությամբ:

Բերվում են այդ դեպքերի դասակարգումը և նախնական անալիզը: Մյուսոնների ուղեկցող էլեկտրոնների առաջացման հավանականությունը համընկնում է էլեկտրամագնիսական տեսության հաշվարկների հետ: Դրական և բացասական մյուսոններով էլեկտրոնների առաջացման պրոցեսում անհամաչափություն չի նկատվում: Մյուսոնային զույգերի բաղադրիչների սվայ-ները բերված են աղյուսակի տեսքով:

ELECTROMAGNETIC INTERACTIONS OF HIGH ENERGY COSMIC RAY MUONS AND MUON PAIRS

T. L. ASATIANI, S. V. ALCHUDZHIAN, K. A. GAZARYAN,
L. I. KOZLINER, G. S. MARTIROSYAN, S. V. TER-ANTONYAN

Results of the study of cosmic ray muon pairs in the energy range 5—1200 GeV as well as of muons accompanied by other particles passing through Aragats magnetic spectrometer are presented. From the detected 17000 events 1500 were attributed to the multiple penetration through the equipment. The classification and preliminary analysis of these events are given. Comparison of the probability of electron accompaniment formation with calculations did not give any divergences from the theory of electromagnetic interactions. The asymmetry in electron production by positive and negative muons had not been observed. Data on the components of muon pairs are given in a tabulated form.

РАСПАД ЭКСИТОНА ВАНЬЕ-МОТТА НА ФОНОНАХ В ТОНКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРОВОЛОКАХ

А. А. КИРАКОСЯН, Х. ЛАНТОВ

Вычислена вероятность распада экситона Ванье-Мотта при взаимодействии с акустическими фононами в тонких квантовых полупроводниковых проволоках с прямоугольным и круглым сечениями. Получены зависимости вероятности распада от температуры, поперечных размеров проволоки и значений отношения эффективных масс электрона и дырки. В пороговом приближении проведены численные оценки.

При столкновении экситонов с фононами или со структурными дефектами кристалла может произойти распад экситона, т. е. образование пары носителей — электрона и дырки, не связанных как одно целое. Исследование процесса распада экситона представляет значительный физический интерес в связи с общей проблемой генерации носителей заряда в полупроводниках.

Процесс распада экситонов большого радиуса (Ванье-Мотта), взаимодействующих с фононами и примесными атомами в массивных полупроводниках, был исследован в работах А. А. Липника [1—5]. В работах [6, 7] было рассмотрено влияние размерного квантования на процесс распада экситона в тонких полупроводниковых пленке и проволоке для конкретного механизма распада на шероховатостях поверхности.

В настоящей работе исследуется распад экситона на акустических фононах в тонкой квантованной полупроводниковой проволоке. В предположении одномерности экситона — $d < a_0$ (d — поперечный размер проволоки, a_0 — радиус экситона в массивном образце) — и в приближении бесконечно-глубокой потенциальной ямы в поперечном направлении проволоки для волновых функций экситона до и после распада имеем

$$\psi_i = \left(\frac{2}{L}\right)^{1/2} \exp(i\lambda R - \rho) \varphi(1, 2), \quad (1)$$

$$\psi_f = \left(\frac{A_k}{L}\right)^{1/2} \exp(i\gamma R + ik\rho) \rho F\left(1 + \frac{1}{ik}, 2, -2ik\rho\right) \varphi(1, 2), \quad (2)$$

$$\varphi(1, 2) = \frac{1}{ab} \cos \frac{\pi x_1}{2a} \cos \frac{\pi y_1}{2b} \cos \frac{\pi x_2}{2a} \cos \frac{\pi y_2}{2b}. \quad (3)$$

Волновая функция (1) соответствует основному состоянию экситона. В формулах (1) — (3) приняты обозначения: $F(\alpha, \beta, z)$ — вырожденная гипергеометрическая функция, $2a \times 2b$ — сечение проволоки,

$$A_k = 4k \left[1 - \exp\left(-\frac{2\pi}{k}\right) \right]^{-1}, \quad (4)$$

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

$\gamma = k_1 + k_2$ — квазиимпульс центра масс пары электрон — дырка, k — квазиимпульс их относительного движения,

$$k = \frac{k_1 \mu_1 - k_2 \mu_2}{\mu_1 + \mu_2}, \quad (6)$$

$\mu_{ex} = \mu_1 + \mu_2$, $1/\mu = 1/\mu_1 + 1/\mu_2$, индекс „1“ обозначает электрон, индекс „2“ — дырку. В выражениях (1), (2), (5) и (6) использованы безразмерные продольные характеристики, например, $k = k'/a_0^{-1}$, $z = z'/a_0$ и т. д., где $a_0 = \hbar^2/\mu e^2$ — радиус экситона в среде с диэлектрической проницаемостью ϵ .

В дальнейшем будем считать, что температура системы $T > T_0$, где, согласно [8],

$$T_0 = \frac{3}{4} \frac{\mu e^4}{\hbar^2}. \quad (7)$$

При таких температурах взаимодействие экситонов с акустическими фононами сопровождается, в основном, процессами возбуждения и распада экситонов.

Перейдем к вычислению вероятности распада экситона на акустических фононах. В качестве энергии взаимодействия возьмем деформационный потенциал Бардина-Шокли [9]

$$U(r_1, r_2) = C_1 \Delta(r_1) - C_2 \Delta(r_2), \quad (8)$$

где $\Delta(r) = \text{div } u(r)$ — относительное изменение объема в точке r , $u(r)$ — вектор смещения среды, $C_1, C_2 > 0$ — постоянные, равные по порядку величины атомной энергии. Вычисление матричного элемента возмущения (8) с помощью (1)–(6) приводит к результату

$$M' = M_e \cdot M_q' \delta(\lambda - \gamma - \nu q_z), \quad (9)$$

где

$$M_q' = iq \left[\frac{\hbar}{2NM\omega_q} (N_q + \delta_\nu) \right]^{1/2}, \quad (10)$$

$$M_e = \frac{\pi^4}{a_0} (2A_k)^{1/2} \frac{\sin aq_x \sin bq_y}{aq_x (\pi^2 - a^2 q_x^2) bq_y (\pi^2 - b^2 q_y^2)} \left(\frac{C_1 F_1}{\epsilon_1^2} - \frac{C_2 F_2}{\epsilon_2^2} \right). \quad (11)$$

В (9)–(11) приняты следующие обозначения: N — число атомов кристалла в основной области, M — масса атома, ω_q — частота, q — волновой вектор акустического фонона (предполагается, что фононный спектр не проквантован), N_q — число квантов колебаний с q , $\nu = \pm 1$, $\delta_\nu = \frac{1}{2} (1 - \nu) = 0$ и 1 (для поглощения и испускания фонона),

$F_{1,2} = F\left(1 + \frac{1}{ik}, 2, 2; -\frac{2ik}{\epsilon_{1,2}}\right)$ — гипергеометрическая функция, $\epsilon_{1,2} = \epsilon - i(k + \mu_2/\mu_{ex})q_z$. При вычислении (10) были использованы осцилляторные волновые функции для нормальных колебаний кристалла.

Вероятность распада выражается через матричные элементы (10) и (11) формулой

$$W' = \frac{2\pi}{\hbar \Delta E} \delta(\lambda - \gamma - \nu q_z) \delta \left[k^2 + \frac{\mu}{\mu_{ex}} (\gamma^2 - \lambda^2) + 1 \right] |M_e|^2 |M_q|^2, \quad (12)$$

где $\Delta E = \mu e^4 / 2x^2 \hbar^2 = \hbar^2 / 2\mu a_0^2$ — энергия связи экситона.

Из законов сохранения импульса и энергии следует, что распад экситона возможен только при поглощении фонона. Действительно, представив аргумент δ -функции, входящей в (12), в виде разности $k^2 - k'^2$, где

$$k'^2 = \frac{\mu}{\mu_{ex}} q_z (2\nu\lambda - q_z) - 1 \geq 0, \quad (13)$$

легко заметить, что это условие выполняется только при $\nu = +1$, что соответствует поглощению фонона. Из (13) следует также область изменения квазиимпульса фонона, с которым взаимодействует экситон:

$$\lambda - \left(\lambda^2 - \frac{\mu_{ex}}{\mu} \right)^{1/2} \leq q_z \leq \lambda + \left(\lambda^2 - \frac{\mu_{ex}}{\mu} \right)^{1/2}, \quad (14)$$

при этом

$$\lambda^2 \geq \mu_{ex}/\mu. \quad (15)$$

Предполагая, что совокупность экситонов представляет собой одномерный идеальный газ, находящийся в тепловом равновесии, из (15) после перехода к размерным переменным получаем ограничение на температуру, при которой процесс распада становится наиболее вероятным исходом актов взаимодействия экситонов с фононами:

$$T \geq T_d = 2\Delta E. \quad (16)$$

Проинтегрировав выражения (12) по γ и k (с $\nu = +1$), а также по q_x и q_y , для вероятности распада получим

$$W(\lambda, q_z) = \frac{9T}{4ab\rho a_0 v^2 \Delta E} \left\{ \left[1 - \exp\left(-\frac{2\pi}{k'}\right) \right]^{-1} \left[\frac{C_1 F_1^{(+)}}{\varepsilon_1^{(+)^2}} - \frac{C_2 F_2^{(+)}}{\varepsilon_2^{(+)^2} \right]^2 + \right. \\ \left. + \left[\exp\left(\frac{2\pi}{k'}\right) - 1 \right]^{-1} \left[\frac{C_1 F_1^{(-)}}{\varepsilon_1^{(-)^2}} - \frac{C_2 F_2^{(-)}}{\varepsilon_2^{(-)^2} \right]^2 \right\}, \quad (17)$$

где v — скорость звука в проволоке,

$$F_{1,2}^{(+), (-)} = F\left(\left[1 + \frac{1}{k'^2} \right]^{1/2}, 2, 2; \frac{2k'}{\varepsilon_{1,2}^{(+), (-)}} \right), \quad (18)$$

$$\varepsilon_{1,2}^{(+), (-)} = \left[1 + \left(\frac{\mu_{2,1}}{\mu_{ex}} q_z \pm k' \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (19)$$

$$k' = \left[\frac{\mu}{\mu_{ex}} q_z (2\lambda - q_z) - 1 \right]^{1/2}. \quad (20)$$

При выводе (17) было учтено, что $N_q \approx T/\hbar\nu q \gg 1$.

С целью дальнейшего упрощения выражения (17) рассмотрим систему при температурах, превышающих температуру распада на малую величину, т. е. $T \simeq T_d$ („порог“ распада). В этом случае ввиду узости области значений q_z можно с достаточной точностью считать, что $q_z \simeq \lambda \simeq (\mu_{ex}/\mu)^{1/2}$; при этом максимальное значение, принимаемое k' при изменении q_z в области, определяемой (15), равно

$$k'_{\max} = \left(\frac{\mu}{\mu_{ex}} \lambda^2 - 1 \right)^{1/2} \ll 1. \quad (21)$$

С учетом этого неравенства из (19) и (18) получаем

$$\varepsilon_1^{(+)} \simeq \left(\frac{\mu_{ex}}{\mu_1} \right)^{1/2}, \quad \varepsilon_2^{(+)} \simeq \left(\frac{\mu_{ex}}{\mu_2} \right)^{1/2}, \quad (19')$$

$$F_1^{(+)} \simeq F \left(\frac{1}{k'}, 2, 2; \frac{2k'}{\varepsilon_1^{(+)}} \right) \simeq \exp \left(\frac{2\mu_1}{\mu_{ex}} \right), \quad (18')$$

$$F_2^{(+)} \simeq F \left(\frac{1}{k'}, 2, 2; \frac{2k'}{\varepsilon_2^{(+)}} \right) \simeq \exp \left(\frac{2\mu_2}{\mu_{ex}} \right).$$

Соотношения (18') есть следствие известного свойства гипергеометрических функций [10].

Таким образом, в пороговом приближении для вероятности распада экситона на акустическом фонеоне получается следующее выражение:

$$W \simeq \frac{9 C_1^2}{2 a b \rho a_0^2 v^3} f(y, A), \quad (22)$$

$$f(y, A) = \frac{1}{(1+y)^2} \left[\exp \left(\frac{2}{1+y} \right) - A y \exp \left(\frac{2y}{1+y} \right) \right]^2, \quad (23)$$

где $y = \mu_2/\mu_1$, $A = C_2/C_1$. Графики $f(y, A)$ в области до $y \sim 3$ и для значений параметра $A = 1, 1,5$ и 2 изображены на рисунке. При увеличении y функция $f(y, A)$ медленно растет, приближаясь к асимптотическому значению, равному $f(\infty, A) = e^4 A^2$ ($e \simeq 2,71 \dots$ — основание натуральных логарифмов). Как следует из рисунка, характерным для всех кривых является наличие области минимума при значениях $y \sim 1$.

Для германиевой проволоки квадратного сечения с $2a = 2b \sim 10^{-6}$ см, в которой отношение эффективных масс $y \simeq 5$ (для массивного образца), вероятность есть $W \simeq 5 \cdot 10^{11} \cdot f(5, A)$ сек $^{-1}$. При $A = 0,5$ имеем $f(5; 0,5) = 4$ и $W \simeq 2 \cdot 10^{12}$ сек $^{-1}$; при $A = 1$, $f(5, 1) \simeq 17$ и $W \simeq 8 \cdot 10^{12}$ сек $^{-1}$; а при $A = 2$, $f(5, 2) \simeq 74$ имеем $W \simeq 4 \cdot 10^{13}$ сек $^{-1}$. Таким значениям вероятностей соответствуют времена жизни экситонов, по порядку величины равные 10^{-13} сек.

Согласно отмеченной в [8] аналогии выражение для вероятности распада экситона в проволоке круглого сечения с радиусом R_0 мож-

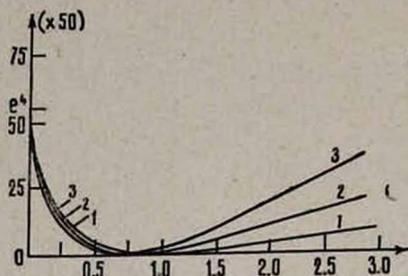


График функции $f(y, A)$ для различных значений A : 1 — $A = 1$; 2 — $A = 1,5$; 3 — $A = 2$. Масштаб по оси ординат уменьшен в 50 раз.

но получить из (22) заменой $4ab \rightarrow 9\pi^2 R_0^2 (\beta/\xi)^2$, где $\beta \simeq 0,519$, $\xi \simeq 0,688$.

Ереванский государственный университет

Поступила 18.XI.1976

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. А. Липник. ЖТФ, 27, 2777 (1957).
2. А. А. Липник. ФТТ, 1, 726 (1959).
3. А. А. Липник. ФТТ, 1, 36 (1959).
4. А. А. Липник. ФТТ, 2, 2644 (1960).
5. А. А. Липник. ФТТ, 3, 2322 (1961).
6. А. А. Киракосян, Р. Шепке. Изв. АН АрмССР, Физика, 10, 463 (1975).
7. К. Вайсензее, Э. М. Казарян. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 164 (1976).
8. А. А. Киракосян, Х. Лантов. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 347 (1977).
9. J. Bardeen, W. Shockley. Phys. Rev., 80, 72 (1950).
10. Э. Т. Уиттекер, Дж. Н. Ватсон. Курс современного анализа, Изд. физ.-мат. лит., М., 1963.

ՎԱՆՅԵՆ-ՄՈՏԻ ԷՔՍԻՏՈՆԻ ՏՐՈՂՈՒՄԸ ՖՈՆՈՆՆԵՐԻ ՎՐԱ ԲԱՐԱԿ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԼԱՐԵՐՈՒՄ

Ա. Ա. ԿԻՐԱԿՈՅԱՆ, Հ. ԼԱՆՏՈՎ

Հաշվված է Վանյե-Մոտի էքսիտոնի տրոհման հավանականությունը ձայնային ֆոնոնների հետ փոխազդելիս ուղղանկյուն և շրջանաձև կտրվածքով բարակ թվանոսայված կիսահաղորդչային լարերում: Ստացված է տրոհման հավանականության կախումը շերմաստիճանից, լարի լայնական կտրվածքից, էլեկտրոնի և խոռոչի էֆեկտիվ զանգվածների հարաբերությունից: Շեմային մոտավորությամբ բերված են որոշ թվային գնահատումներ:

**THE DECAY OF WANNIER-MOTT EXCITON ON PHONONS
IN THIN SEMICONDUCTOR WIRES****A. A. KIRAKOSYAN, H. LANTOW**

The decay probability of Wannier-Mott exciton due to the scattering by acoustical phonons in a thin quantized semiconductor wire with rectangular and circular cross-section is calculated. The dependence of the decay probability on temperature, cross-sectional dimensions of the wire and the ratio of electron to hole effective masses is obtained. The numerical estimates are given in the threshold approximation.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ СИСТЕМЫ В БЕСКОНЕЧНО-ГЛУБОКОЙ ОДНОМЕРНОЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЕ

А. П. ДЖОТЯН

Найден явный вид функции Грина одномерной кулоновской задачи, с помощью которой исследован спектр двух частиц — электрона и дырки — в одномерной бесконечно-глубокой потенциальной яме произвольной (большей или меньшей боровского радиуса системы) ширины L . Получено явное выражение для квантовых дефектов энергетического спектра системы.

Модель одномерной бесконечно-глубокой потенциальной ямы может быть использована для описания состояния частиц в тонких полупроводниковых пленках. Спектр связанных состояний электронов и дырок (экситонов) в последних исследован в ряде работ [1—3]. В работе [1] в предположении $L/a_{ex} \gg 1$ (L — толщина пленки, a_{ex} — боровский радиус экситона в кристалле) показано, что ограничение волновой функции экситона поверхностями кристалла приводит к положительным сдвигам невозмущенных экситонных уровней, однако аналитическое выражение для оценки этих сдвигов отсутствует.

В работе [2] изучен энергетический спектр экситонов Ваннье в тонких пленках, толщина которых много меньше боровского радиуса экситона, $L/a_{ex} \ll 1$. При этом условии, когда экситоны становятся существенно двумерными, найдено аналитическое выражение для квантовых дефектов экситонных уровней, обусловленных наличием пленочного потенциала [3].

В настоящей работе исследуется энергетический спектр системы двух частиц — электрона и дырки — в одномерной бесконечно-глубокой потенциальной яме с шириной L . Для этой цели используется краевое условие для функции Грина $G(r_1, r_2, \omega)$ одномерной кулоновской задачи [4]:

$$G(0, 0) G(L, L) = G(0, L) G(L, 0). \quad (1)$$

Явный вид функции Грина для трехмерной кулоновской задачи получен в работе [5].

Для нашей задачи и ряда практических целей необходимо знание одномерной функции Грина $G(r_2, r_1, \omega)$. Исходным для определения последней является уравнение

$$\left(\Delta_2 + \frac{2k\nu}{r_2} + k^2 \right) G(r_2, r_1, \omega) = \delta(r_2 - r_1), \quad (2)$$

где

$$\nu = (kr_0)^{-1}, \quad r_0 = \hbar^2/me^2, \quad k = (2m\omega/\hbar)^{1/2},$$

при тех же граничных условиях, что и в [5]. Величина $\hbar\omega$ определяет собственные значения энергии системы.

Выкладки, аналогичные [5], приводят в одномерном случае к следующему выражению для функции Грина $G(r_2, r_1, \omega)$:

$$G(r_2, r_1, \omega) \sim \frac{\partial}{\partial \rho} W_{i\nu, \frac{1}{2}}[-ik(\sigma + \rho)] M_{i\nu, \frac{1}{2}}[-ik(\sigma - \rho)], \quad (3)$$

где

$W_{i\nu, \frac{1}{2}}[-ik(\sigma + \rho)]$ и $M_{i\nu, \frac{1}{2}}[-ik(\sigma - \rho)]$ — функции Уиттекера [6].

Для интересующих нас целочисленных значений величины $i\nu \rightarrow N$ (дискретный спектр) функции Уиттекера удобно выразить через вырожденную гипергеометрическую функцию [6]:

$$M_{i\nu, \frac{1}{2}}(z) = \exp\left(-\frac{z}{2}\right) z \Phi(1 - i\nu, 2, z), \quad (4)$$

$$\lim_{i\nu \rightarrow N} W_{i\nu, \frac{1}{2}}(z) = (-1)^N \Gamma(N + 1) \exp\left(-\frac{z}{2}\right) z \Phi(1 - N, 2, z).$$

В этом случае функцию Грина (3) легко привести к виду

$$G(r_2, r_1, \omega) \sim \left[-2\rho \Phi_1 \Phi_2 + (\sigma^2 - \rho^2) \Phi_2 \frac{\partial \Phi_1}{\partial \rho} + (\sigma^2 - \rho^2) \Phi_1 \frac{\partial \Phi_2}{\partial \rho} \right], \quad (5)$$

где

$$\Phi_1 = \Phi(1 - i\nu, 2, z_1), \quad z_1 = -ik(\sigma + \rho), \quad (6)$$

$$\Phi_2 = \Phi(1 - i\nu, 2, z_2), \quad z_2 = -ik(\sigma - \rho).$$

С учетом (5) уравнение для определения энергетического спектра электронно-дырочной системы в одномерной бесконечно-глубокой потенциальной яме с шириной L принимает вид

$$|\Phi(1 - i\nu, 2, -2ikL)|^2 = 0. \quad (7)$$

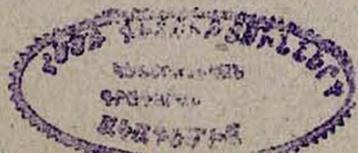
Рассмотрим вначале случай, когда ширина ямы $L > nr_0$ (r_0 — боровский радиус основного связанного состояния электрона и дырки, $n = 1, 2, 3$); величина $i\nu$ стремится при этом к целочисленным значениям, $i\nu = n + \delta_n$. Для нахождения квантовых дефектов δ_n водородо-подобных уровней энергии системы $E_n = -me^4/2\hbar^2(n + \delta_n)^2$ воспользуемся аппроксимацией функции $\Phi(1 - i\nu, 2, -2ikL)$ при больших значениях величины $z = -2ikL$ [7]:

$$\Phi(1 - i\nu, 2, z) = \frac{e^z}{\Gamma(1 - i\nu) z^{1+i\nu}} + \frac{e^{i\pi(1-i\nu)} z^{i\nu-1}}{\Gamma(1 + i\nu)}, \quad (8)$$

где $\Gamma(1 - i\nu)$ — гамма-функция Эйлера. Учитывая поведение гамма-функции вблизи полюсов

$$\lim_{z \rightarrow -n} \Gamma(z) = \frac{(-1)^n}{n!(z+n)}, \quad (9)$$

с точностью до членов, пропорциональных δ_n^2 , для квантовых дефектов δ_n получаем выражение



$$\delta_n = \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{2L}{nr_0}\right) \left(\frac{2L}{nr_0}\right)^{2n} \frac{1}{\Gamma(n)\Gamma(n+1)}. \quad (10)$$

Рассмотрим также случай, когда ширина ямы $L < r_0$, что соответствует малости величины $\delta = i\nu < 1$. В случае малых δ для функции $\Phi(1 - \delta, 2, -2ikL)$ в пренебрежении членами, пропорциональными δ^2 , находим

$$\Phi(1 - \delta, 2, -2ikL) = \left[(1 + \delta) \frac{\sin kL}{kL} - \delta e^{-ikL} \right] e^{-ikL}. \quad (11)$$

С помощью выражений (11) и (7) для энергетических уровней системы получаем

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2mL^2(1+2L/r_0)}, \quad n = 1, 2, 3. \quad (12)$$

Таким образом, при $L < r_0$ кулоновский потенциал играет роль возмущения к потенциалу ямы и приводит к понижению энергетических уровней частиц в бесконечно-глубокой одномерной яме.

В заключение выражаю благодарность проф. П. А. Безирганяну и Э. М. Казаряну за постоянное внимание к работе и обсуждения.

Ереванский государственный
университет

Поступила 15.X.1976

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. П. Г. Харпер, Дж. Э. Хилдер. Труды IX Межд. конф. по физике полупроводников, т. I, Изд. Наука, М., 1963.
2. Э. М. Казарян, Р. А. Энциаджян. ФТП, 5, 2002 (1971).
3. С. А. Арутюнян, Э. М. Казарян. ФТП, 9, 2217 (1975).
4. Э. А. Касаманян, Э. С. Юзбашян. Молодой научный работник ЕГУ, 2 (24), 59 (1976).
5. L. Hoslter, R. H. Pratt. Phys. Rev. Lett., 10, 469 (1963).
6. Э. Т. Уиттекер, Дж. Н. Ватсон. Курс современного анализа, т. II, М., 1963.
7. Ф. М. Морс, Г. Фешбах. Методы теоретической физики, т. I, ИЛ, 1958.

ԷԼԵԿՏՐՈՆ-ԽՈՒՌՈՉ ՍԻՍՏԵՄԻ ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ՍՊԵԿՏՐԸ ՄԻԱԶԱՓ ԱՆՎԵՐՋ ԽՈՐ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼ ՓՈՍՈՒՄ

Ա. Պ. ԶՈՏՅԱՆ

Ստացված է միաչափ կուլոնյան խնդրի Գրինի ֆունկցիայի բացահայտ տեսքը: Այդ ֆունկցիայի օգնությամբ հաշվված է միաչափ կուլոնյան փոխազդեցությամբ էլեկտրոն-խոուրչ սիստեմի էներգետիկ սպեկտրը միաչափ անվերջ խոր պոտենցիալ փոստում, որի լայնությունը կարող է լինել սիստեմի Բոռի շառավղից և մեծ, և փոքր: Ստացված է բախնադրյալ դեֆինիտների ճշգրիտ արտահայտությունը:

THE SPECTRUM OF ELECTRON-HOLE SYSTEM IN ONE-DIMENSIONAL INFINITELY DEEP POTENTIAL WELL

A. P. DZHOTYAN

The Green function of one-dimensional Coulomb problem is found in the explicit form. Using the obtained function and the boundary condition for Green function, the spectrum of the electron-hole system is studied in one-dimensional infinitely deep potential well of an arbitrary width L , greater than the Bohr radius of the system.

ПЛОТНОСТЬ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ ПОЛУПРОВОДНИКА, ПОМЕЩЕННОГО В МАГНИТНОЕ ПОЛЕ И В ПОЛЕ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ

А. Г. АЛЕКСАНИЯН, Э. Г. МИРЗАБЕКЯН

Получены аналитические выражения для плотности электронных состояний и концентрации носителей полупроводника, помещенного в магнитное поле и в поле ультразвуковой волны (МППУЗВ). Рассмотрены различные случаи для амплитуды ультразвуковой волны и магнитного поля.

Одной из важнейших характеристик энергетического спектра полупроводника, всегда сохраняющей физический смысл, является плотность состояний $\rho(\varepsilon)$ на единичный интервал энергии. Эта величина тесным образом связана с законом дисперсии $\varepsilon(k)$. При экспериментальном и теоретическом изучении особенностей энергетического спектра полупроводника, а также при определении его термодинамических, кинетических и оптических характеристик необходимо бывает знать $\rho(\varepsilon)$.

В настоящей работе рассматривается плотность электронных состояний полупроводника, помещенного в МППУЗВ (магнитное поле и продольная ультразвуковая волна направлены вдоль оси z).

1. Для вычисления $\rho(\varepsilon)$ мы воспользуемся результатами работы [1], где найдена зависимость энергии электрона $\varepsilon_{N,l}(k_z)$ от волнового числа k_z в направлении УЗВ, магнитного квантового числа l и номера зоны N , а также следующим выражением для $\rho(\varepsilon)$ [2]:

$$\rho(\varepsilon) = \frac{1}{V_0} \sum_{k_z, k_y, l, N} \delta \left[\varepsilon - \left(l + \frac{1}{2} \right) \hbar \Omega - \varepsilon_N(k_z) \right], \quad (1)$$

где V_0 — объем полупроводника, k_y, l — квантовые числа электронов в МППУЗВ в представлении Ландау, $\Omega = eH/m^*c$ — циклотронная частота, $\varepsilon_N(k_z)$ определяет закон дисперсии в поле УЗВ. Согласно [1] имеем

$$\varepsilon_N(k_z) = \varepsilon_0^N + a_N - (-1)^N a_N \cos k_z \pi \pm \frac{\Delta \varepsilon_N}{2} \sqrt{1 + b_N - (-1)^N b_N \cos k_z \pi}, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \varepsilon_0^N &= \left(\frac{V_z}{x} \right) N^2 + a_{0N} \left(\frac{V_s}{x} \right) + \frac{2}{\pi} V_s - \frac{m^* s^2}{2}, \\ a_N &= \frac{2}{\pi^2} \left(\frac{V_s}{x} \right) \frac{1}{1 + F_N}, \quad b_N = \frac{8}{\pi^2} \left(\frac{V_s}{x} \right)^2 \frac{\left(2N - \frac{K_N}{1 + F_N} \right)}{(\Delta \varepsilon_N)^2 (1 + F_N)}, \\ x &= \frac{2m^* s}{\hbar^2 \omega^2} V_s. \end{aligned}$$

Выражения для $\Delta \varepsilon_N$, F_N , K_N , σ_{0N} можно найти в работе [1]. Проведя в (1) суммирование по k_z и k_y , для $\rho(\varepsilon)$ получим следующее выражение:

$$\rho(\varepsilon) = \frac{1}{\pi^2 \lambda_H^2 \lambda_y} \sum_{N, l} \int_0^1 \delta \left[\varepsilon - \left(l + \frac{1}{2} \right) \hbar \Omega - \varepsilon_N(k_z) \right] dk_z, \quad (3)$$

где $\lambda_H = (\hbar c / eH)^{1/2}$ — магнитная длина, $\lambda_y = 2\pi s / \omega$ — длина волны ультразвука, s и ω — соответственно скорость и частота ультразвуковой волны.

Фактически $\rho(\varepsilon)$ входит в большинство формул под знаком интеграла и для нахождения многих непосредственно измеряемых величин удобнее всего было бы оставить $\rho(\varepsilon)$ в виде (3). Интересно, однако, определить и явный вид плотности состояний. Для этого используем следующее свойство δ -функции [3]:

$$\delta[\varphi(x)] = \sum_m \frac{\delta(x - x_m)}{|\varphi'(x_m)|}, \quad (4)$$

где x_m являются простыми корнями уравнения $\varphi(x) = 0$, лежащими в рассматриваемом интервале.

Проведя интегрирование в (3) с учетом (4), после несложных преобразований получим

$$\begin{aligned} \rho(X_{N, l}) = & \frac{1}{\pi^2 \lambda_H^2 \lambda_y} \sum_{N, l} a_N^{-1} \left\{ \left| -1 + \frac{t_N}{\sqrt{1 + X_{N, l} + t_N^2}} \right| \times \right. \\ & \times \frac{\theta(X_{N, l} - 2t_N) - \theta(X_{N, l} - 2b_N - 2t_N \sqrt{1 + 2b_N})}{\sqrt{1 - \left[1 - \frac{X_{N, l}}{b_N} - 2 \frac{t_N^2}{b_N} + \frac{2t_N}{b_N} \sqrt{1 + X_{N, l} + t_N^2} \right]^2}} + \\ & \left. + \left| -1 - \frac{t_N}{\sqrt{1 + X_{N, l} + t_N^2}} \right| \frac{\theta(X_{N, l} - 2b_N + 2t_N \sqrt{1 + 2b_N}) - \theta(X_{N, l} + 2t_N)}{\sqrt{1 - \left[1 - \frac{X_{N, l}}{b_N} - 2 \frac{t_N^2}{b_N} - \frac{2t_N}{b_N} \sqrt{1 + X_{N, l} + t_N^2} \right]^2}} \right\}, \quad (5) \end{aligned}$$

где

$$X_{N, l} = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0^{N, l}}{a_N} b_N, \quad t_N = \frac{\Delta \varepsilon_N}{4a_N} b_N, \quad \varepsilon_0^{N, l} = \varepsilon_0^N + \hbar \Omega \left(l + \frac{1}{2} \right),$$

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 & x > 0 \\ 0 & x < 0. \end{cases}$$

Для простоты рассмотрим случай больших амплитуд, т. е. когда выполняются следующие условия:

$$\frac{X_{N, l} - 2t_N}{1 \pm t_N} < 1, \quad b_N < 1.$$

В этом приближении (5) принимает вид

$$\rho(X_{N,l}) = \frac{1}{\pi^3 \lambda_H^2 \lambda_y} \sum_{N,l} \frac{1}{a_N} \left\{ \frac{1}{|1+t_N|} \frac{\theta(X_{N,l}-2t_N) - \theta(X_{N,l}-2b_N-2t_N(1+b_N))}{\sqrt{1 - \left[1 + \frac{-X_{N,l} + 2t_N}{b_N(1+t_N)}\right]^2}} + \right. \\ \left. + \frac{1}{|1-t_N|} \frac{\theta(X_{N,l}-2b_N+2t_N(1+b_N)) - \theta(X_{N,l}+2t_N)}{\sqrt{1 - \left[1 - \frac{X_{N,l} + 2t_N}{b_N(1-t_N)}\right]^2}} \right\}. \quad (6)$$

Полученный результат весьма примечателен тем, что корневая непрерывная плотность состояний в свободной зоне под действием МПЛУЗВ расщепляется на серию полос, где плотность состояний меняется по закону (6). Примерный ход кривой плотности состояний, описываемой выражением (6), показан на рис. 1. Как видно из рису-

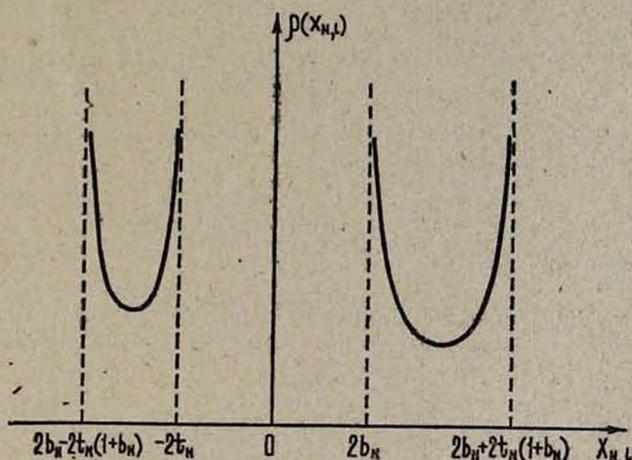


Рис. 1. Зависимость плотности состояний ρ от энергии $X_{N,l}$ в безразмерных единицах в МПЛУЗВ.

ка, плотность состояний обращается в нуль в интервале энергий $-2t_N \leq X_{N,l} \leq 2t_N$ и отлична от нуля в интервалах $2t_N \leq X_{N,l} \leq 2b_N + 2t_N(1+b_N)$ и $2b_N - 2t_N(1+b_N) \leq X_{N,l} \leq -2t_N$. В последних плотность состояний имеет минимум при $X_{N,l} = 2b_N \pm t_N(1+b_N)$, а в точках $X_{N,l} = 2b_N \pm 2t_N(1+b_N)$ и $X_{N,l} = \pm 2t_N$ обращается в бесконечность. Критические точки для полос определяются из условия $\frac{\partial \varepsilon}{\partial k_z} = 0$. Этим критическим точкам соответствуют особые точки плотности состояний в МПЛУЗВ при значениях энергий $X_{N,l} = \pm 2t_N$, $2b_N \pm 2t_N(1+b_N)$, как это видно из рис. 1. С ростом частоты расстояние между особенностями увеличивается, а увеличение амплитуды поля ультразвуковой волны приводит к уменьшению расстояния между особенностями.

2. Представляет интерес получить аналитическое выражение для плотности состояний в случае, когда $H \rightarrow 0$. При этом движение электрона возмущается только в направлении распространения ультразвуковой волны. Переходя в выражении (5) к пределу $H \rightarrow 0$, $l \rightarrow \infty$ и

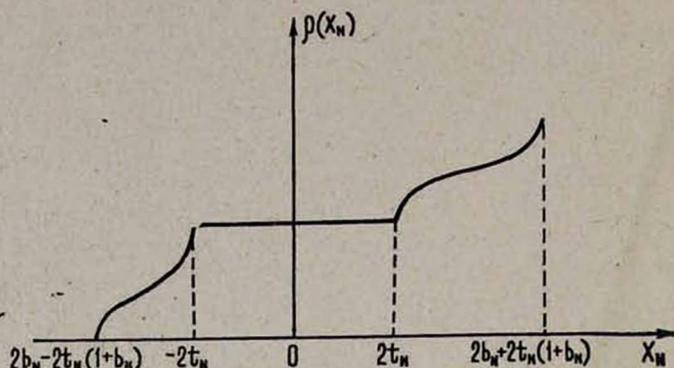


Рис. 2. Зависимость плотности состояний ρ от энергии X_N в безразмерных единицах в поле УЗВ.

заменяя сумму по l интегралом, для плотности состояний получаем следующее выражение:

$$\rho(X_N) = \frac{m^*}{\pi^3 \lambda_y \hbar^2} \sum_N \left\{ \left[\arcsin \left(1 + \frac{1}{b_N} - \frac{(\sqrt{1+t_N^2+2b_N+2t_N} \sqrt{1+2b_N-t_N})^2}{b_N} \right) - \arcsin \left(1 + \frac{1}{b_N} - \frac{(\sqrt{1+X_N+t_N^2-t_N})^2}{b_N} \right) \right] [\theta(X_N-2t_N) - \theta(X_N-2b_N-2t_N \sqrt{1+2b_N})] + \left[\arcsin \left(1 + \frac{1}{b_N} - \frac{(\sqrt{1+2b_N+t_N^2-2t_N} \sqrt{1+2b_N-t_N})^2}{b_N} \right) - \arcsin \left(1 + \frac{1}{b_N} - \frac{(\sqrt{1+X_N+t_N^2+t_N})^2}{b_N} \right) \right] \left[\theta(X_N-2b_N+2t_N \sqrt{1+2b_N}) - \theta(X_N+2t_N) + \frac{\pi}{2} [\theta(X_N+2t_N) - \theta(X_N-2t_N)] \right] \right\}. \quad (7)$$

Аналогично из (6) имеем

$$\rho(X_N) = \frac{m^*}{\pi^3 \hbar^2 \lambda_y} \sum_N \left\{ \left[\frac{\pi}{2} + \arcsin \left(1 + \frac{-X_N+2t_N}{b_N(1+t_N)} \right) \right] \times \right. \\ \times [\theta(X_N-2t_N) - \theta(X_N-2b_N-2t_N(1+b_N))] + \\ \left. + \left[\frac{\pi}{2} + \arcsin \left(1 - \frac{X_N+2t_N}{b_N(1-t_N)} \right) \right] \left[\theta(X_N+2b_N+2t_N(1+b_N)) - \theta(X_N+2t_N) + \frac{\pi}{2} [\theta(X_N+2t_N) - \theta(X_N-2t_N)] \right] \right\}. \quad (8)$$

Таким образом, в случае, когда на электрон действует только ультразвуковая волна, плотность состояний в разрешенной зоне меняется по закону $\arg \sin x$, а в местах запрещенной зоны одномерного движения плотность состояний постоянна. Это происходит из-за того, что область энергий, запрещенная для одних направлений, является разрешенной для других направлений. Поэтому хотя определенные области энергий запрещены для электронов, движущихся в направлении распространения УЗВ, они являются разрешенными для электронов, движущихся в плоскости, перпендикулярной к УЗВ, и плотность состояний в целом оказывается квазинепрерывной.

3. Перейдем к вычислению концентрации электронов n в МППУЗВ, пользуясь следующим выражением для n [2]:

$$n = \frac{1}{V_0} \sum_{k_x, k_y, l, N} \int d\epsilon f(\epsilon, \mu) \delta\left(\epsilon - \left(l + \frac{1}{2}\right) \hbar \Omega - \epsilon_N(k_x)\right), \quad (9)$$

где $f(\epsilon, \mu)$ — функция распределения Ферми.

Введя обозначения

$$\xi_{N,l} = \frac{\epsilon_0^{N,l} - \mu \mp \Delta \epsilon_N / 2}{kT},$$

$$x_N = \frac{\alpha_N \pm \frac{\Delta \epsilon_N}{4} b_N}{kT}, \quad y_0 = \ln(1 + \exp(-2x_N - \xi_{N,l})),$$

$$\varphi_{N,l} = \ln(1 + \exp(-\xi_{N,l}))$$

и разложив интеграл (9) по параметру $\varphi_{N,l}$, получим

$$n = \frac{1}{\pi^3 \lambda_H \lambda_y} \sum_{N,l} \varphi_{N,l} \left\{ \left(1 + \frac{1}{1+x_N}\right) \frac{1}{V \sqrt{1+x_N}} \left(\frac{\pi}{2} + \arcsin\left(\frac{1 - (x_N+1)y_0/\varphi_{N,l}}{x_N}\right)\right) - \frac{V - y_0^2/\varphi_{N,l}^2(x_N+1) + 2y_0/\varphi_{N,l} + x_N - 1}{x_N + 1} \right\}. \quad (10)$$

Зная исходные параметры n и m^* невозмущенного полупроводника, из (10) можно определить номер зоны, в которой расположен уровень Ферми в поле МППУЗВ, и сделать соответствующие выводы о характере проводимости.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить И. А. Полуэктова за обсуждение результатов работы.

Институт радиопизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 30.I.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Алексанян, Э. Г. Мирзабекян. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 28 (1977).
2. М. I. Dyakonov, A. L. Etros, D. L. Mitchell. Phys. Rev., 180, 813 (1969).
3. Я. Б. Арсенин. Уравнения математической физики, Изд. Наука, М., 1974.

ՈՒՆՏՐՈՉԱՑՆԱՑԻՆ ԱՆԻՔԻ ԵՎ ՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ ԳԱՇՏԵՐՈՒՄ
ՏԵՂԱՎՈՐՎԱԾ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԳԻ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՑԻՆ
ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԽՏՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Է. Հ. ՄԻՐԶԱԲԵԿՅԱՆ

Ստացված է էլեկտրոնային վիճակների խտության անալիտիկ տեսքը և լիցքակիրների կոնցենտրացիան կիսահաղորդիչում, որը տեղավորված է մագնիսական և ուլտրաձայնային ալիքի դաշտերում: Դիտարկված է ուլտրաձայնային ալիքի ամպլիտուդայի և մագնիսական դաշտի տարրեր դեպքեր:

DENSITY OF ELECTRON STATES OF A SEMICONDUCTOR
PLACED INTO MAGNETIC AND ULTRASONIC WAVE FIELDS

A. G. ALEKSANYAN, E. G. MIRZABEKYAN

Analytical expressions for the density of electron states and the concentration of carriers are obtained for a semiconductor placed into a magnetic and an ultrasonic wave fields. Various cases for the amplitudes of the magnetic field and of the ultrasonic wave are considered.

О ПОГЛОЩЕНИИ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ТОНКИХ ПЛЕНКАХ С УЧАСТИЕМ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ

С. Х. БАРСЕГЯН, Э. А. КАСАМАНЯН

Показано, что в условиях сверхвысокого вакуума следует ожидать возникновения полосы до края собственного поглощения. В обычных условиях из-за случайного распределения поверхностных уровней по всей запрещенной зоне полоса может существенно искажаться.

Соображения о смещении края собственного поглощения в полупроводниковых тонких пленках в область высоких частот [1] не учитывают возможность возникновения поверхностных состояний в запрещенной зоне. Этот эффект является следствием размерного квантования, приводящего к сужению разрешенных зон и увеличению ширины запрещенной зоны. С другой стороны, наличие границ тонкой пленки может привести к уменьшению общего числа состояний в разрешенных зонах и возникновению таммовских поверхностных состояний в запрещенной зоне. Например, в модели [2] это уменьшение составляет одну двумерную подзону, которая переходит в область запрещенной зоны.

Следует предположить, что в общем случае смещение края собственного поглощения может сопровождаться возникновением полосы поглощения в области меньших частот, если переходы с поверхностных состояний в зону (или наоборот) не запрещены правилами отбора. Наличие таких состояний может иногда существенно сказаться на термодинамических, кинетических и других свойствах тонкой пленки. Между тем в ряде работ (см., например, [3—6]), где получены экспериментальные подтверждения смещения края поглощения, поверхностные состояния и соответствующие полосы не обнаруживаются. Это, по-видимому, связано с почти равномерным распределением собственных поверхностных состояний по всей запрещенной зоне. Для наблюдения таких состояний, по-видимому, необходимо как выращивание тонкой пленки, так и измерения проводить в условиях сверхвысокого вакуума. Экспериментальные данные по тонким пленкам полуметаллов [7] убедительно указывают на существенное различие результатов в обычных условиях и в условиях сверхвысокого вакуума. Более того, результаты в последнем случае удается удовлетворительно объяснить при учете состояний на несмещенном крае зоны [7, 8]. Эти состояния по существу имеют поверхностное происхождение [2].

В полупроводниковых тонких пленках в условиях сверхвысокого вакуума возможность существования поверхностных состояний можно было бы исследовать оптическими методами. В связи с этим представляет интерес рассмотреть оптические переходы с участием по-

верхностных состояний. Для простоты будем рассматривать модель кристалла с разделяющимися переменными вдоль плоскости пленки и в перпендикулярном направлении. Это позволяет провести исследование энергетического спектра в одномерном случае. Если считать условия на границах симметричными, то волновые функции в направлении, перпендикулярном к плоскости пленки, имеют вид

$$\varphi_{\mp}(x) = C[G(x, x_1) \mp G(x, x_2)], \quad (1)$$

где G — одномерная функция Грина, учитывающая произвольное одномерное периодическое поле внутри пленки. В случае достаточно глубокой потенциальной ямы вне границ тонкой пленки волновые функции падают сравнительно быстро, и вклад в матричный элемент, входящий в коэффициент поглощения, от этих областей будет пренебрежимо мал. По этой причине как вычисление матричного элемента, так и нормировку волновой функции можно провести в области тонкой пленки $d = x_2 - x_1$.

Рассмотрим теперь переходы из поверхностных состояний, находящихся в запрещенной зоне вблизи края валентной зоны, в нижележащие подзоны разрешенной зоны. Тогда одномерные блоховские функции, входящие в формулу (1), можно считать постоянными и пользоваться просто приближением эффективной массы. Именно для таких состояний возможно приближенное разделение переменных, принятое нами как основное допущение. Таким путем мы получаем простые одномерные волновые функции в разрешенных зонах:

$$\varphi_{-}(x) = \frac{2\sqrt{k_i}}{\sqrt{\sin 2k_i d - 2k_i d}} \sin k_i x, \quad i = 1, 2, \dots, \quad (2a)$$

$$\varphi_{+}(x) = \frac{2\sqrt{k_i}}{\sqrt{\sin 2k_i d + 2k_i d}} \cos k_i x. \quad (2b)$$

Аналогично в запрещенной зоне идеального кристалла имеем

$$\varphi_{0'}(x) = \frac{2\sqrt{\gamma}}{\sqrt{\operatorname{sh} 2\gamma d - 2\gamma d}} \operatorname{sh} \gamma x, \quad (3a)$$

$$\varphi_{0''}(x) = \frac{2\sqrt{\gamma}}{\sqrt{\operatorname{sh} 2\gamma d + 2\gamma d}} \operatorname{ch} \gamma x. \quad (3b)$$

В отличие от модели бесконечно-глубокой потенциальной ямы значения k_i в (2a) определяются не выражением $\pi n/d$ ($n = 1, 2, \dots$), а решением соответствующего дисперсионного уравнения, определяющего положения пленочных уровней как в разрешенной, так и в запрещенной зоне. Для нашей цели достаточно лишь указать, что значения k_i при вариации граничных условий лежат в интервалах

$$0 < k_1 < \frac{\pi}{d}, \quad \frac{\pi}{d} < k_2 < \frac{2\pi}{d} \quad \text{и т. д.}$$

Положения уровней в запрещенной зоне, определяемые величиной γ ($\gamma \sim \sqrt{E_v - E}$ вблизи валентной зоны), при аналогичных вариациях меняются существенно. Есть и такие случаи, когда уровень совпадает с краем зоны идеального кристалла (ср. с [8]), т. е. вообще отсутствует смещение края соответствующей зоны.

Далее вычисление коэффициента поглощения проводится стандартным способом (см., например, [9]). Если для поверхностной подзоны выбрать закон дисперсии в простейшем приближении (см. [10], § 12)

$$E_0(k_{\perp}) = E_0 - \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m^*},$$

в итоге можно получить

$$a_{0 \rightarrow c_j} = \frac{256 e^2 \pi^2 \gamma f_{0c} n(\omega) \mu^*}{m_0 \varepsilon c_0 d (\text{sh } 2\gamma d - 2\gamma d)} \times \quad (4)$$

$$\times \frac{k_j}{2k_j d - \sin 2k_j d} \left[\frac{2\gamma}{k_j^2 + \gamma^2} \sin k_j d \text{ch } \gamma d + \frac{2k_j}{k_j^2 + \gamma^2} \cos k_j d \text{sh } \gamma d \right]^2,$$

$$a_{v \rightarrow c_j} = \frac{256 e^2 \pi^2 \gamma f_{0c} n(\omega) \mu^*}{m_0 \varepsilon c_0 d (\text{sh } 2\gamma d + 2\gamma d)} \times \quad (4a)$$

$$\times \frac{k_j}{2k_j d - \sin 2k_j d} \left[\frac{2k_j}{k_j^2 + \gamma^2} - \frac{2k_j}{k_j^2 + \gamma^2} \cos k_j d \text{ch } \gamma d - \frac{2\gamma}{k_j^2 + \gamma^2} \sin k_j d \text{sh } \gamma d \right]^2,$$

где $n(\omega)$ — показатель преломления, $\mu^{-1} = m^{*-1} + m_c^{-1}$, m_0 — масса свободного электрона, m_c и m_v — эффективные массы, ε — диэлектрическая проницаемость, c_0 — скорость света, d — толщина пленки, f_{0c} — сила осциллятора, связанная с двумерными функциями Блоха.

Для сравнения приведем также результат для междузонных переходов ($\mu^{-1} = m_v^{-1} + m_c^{-1}$):

$$a_{v_i \rightarrow c_j} = \frac{256 \pi^2 e^2 n(\omega) \mu f_{vc}}{m_0 \varepsilon d c_0} \frac{k_i}{\sin 2k_i d - 2k_i d} \times \quad (5)$$

$$\times \frac{k_j}{\sin 2k_j d - 2k_j d} \left[\frac{\sin d(k_i + k_j)}{k_i + k_j} - \frac{\sin d(k_i - k_j)}{k_i - k_j} \right]^2.$$

Легко видеть, что отношение $a_{0 \rightarrow c} / a_{v \rightarrow c}$ всегда меньше единицы, но по величине $a_{0 \rightarrow c}$ может быть вполне достаточным для экспериментального наблюдения. При приближении уровня к краю валентной зоны, что достигается вариацией граничных условий, коэффициент поглощения $a_{0 \rightarrow c}$ увеличивается, и в пределе $\gamma d \rightarrow 0$ ($k = \pi/d$) имеем

$$a_{0 \rightarrow c} = \frac{8\mu^*}{\pi^2 \mu} a_{v \rightarrow c}.$$

В заключение следует отметить, что полученные здесь простые качественные формулы относятся к случаю, когда отсутствуют шеро-

ховатости поверхности. Учет этого обстоятельства приводит к распределению уровней по запрещенной зоне. При последовательном рассмотрении необходимо произвести усреднение коэффициента поглощения по заданному распределению уровней, что может привести к существенному искажению этой полосы, если распределение не имеет более или менее хорошо определенного максимума.

Ереванский политехнический институт
им. К. Маркса

Ереванский государственный университет

Поступила 27.XII.1976

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Б. Сандомирский. ЖЭТФ, 43, 2309 (1962).
2. З. А. Касаманян. Изв. вузов, Физика, № 5, 7 (1977).
3. О. Н. Филаатов, И. А. Карпович. ФТТ, 10, 2835 (1968).
4. А. Г. Стасенко. ФТТ, 10, 248 (1968).
5. Н. Н. Салащенко и др. ФТТ, 17, 3641 (1975).
6. О. Н. Филаатов, Н. Н. Салащенко, М. М. Кециев. ФТТ, 17, 2105 (1975).
7. N. Garcia, J. H. Kao, M. Strongin. Phys. Rev., B5, 2029 (1972).
8. A. Paskin, A. Singh. Phys. Rev., 140, 1965 (1965).
9. В. Г. Колян, В. З. Кресин. ФТТ, 11, 3230 (1969).
10. С. Дэвисон, Дж. Левин. Поверхностные (таммовские) состояния, Изд. Мир, М 1973.

ԼՈՒՅՍԻ ԿՎԱՆՈՒՄԸ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԲԱՐԱԿ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ ՄԱԿԵՐԵՎԼՈՒՅԹԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ս. Խ. ԲԱՐՍԵԳՅԱՆ, Զ. Հ. ԿԱՍԱՄԱՆՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ դերբարձր վակուումի պայմաններում մինչև սեփական կլանման եզրը հնարավոր է կլանման շերտի առաջացում: Սովորական պայմաններում՝ ամբողջ արդելված դասու սահմաններում մակերևութային վիճակների պատահական բաշխման հետևանքով այդ շերտը կարող է էսպես աղավաղվել:

ON THE ABSORPTION OF LIGHT IN THIN SEMICONDUCTOR FILMS WITH SURFACE STATES

S. Kh. BARSEGYAN, Z. H. KASAMANYAN

It is shown that under superhigh vacuum conditions the absorption strip up to the fundamental absorption boundary can arise. Under the ordinary conditions due to the accidental distribution of surface states over the whole forbidden band the strip could be essentially distorted.

К РАСЧЕТУ СФЕРИЧЕСКОЙ АБЕРРАЦИИ КОНЦЕНТРИЧЕСКОГО ОБЪЕКТИВА

К. С. МЕЛИКЯН

Получено аналитическое выражение для продольной сферической aberrации плоско-выпуклого концентрического объектива (двухлинзового), которое используется для расчетов. Показана целесообразность применения полусферического концентрического объектива в голографическом запоминающем устройстве. Приведены результаты расчетов.

Среди многих применений квантовой электроники можно отметить и голографические устройства запоминания информации. Голографические запоминающие устройства (ГЗУ) [1, 2] являются перспективными устройствами памяти для цифровых вычислительных машин. Они могут повысить надежность хранения и плотность записи информации, допускают в одной единице объем информации в 10^8 бит и больше.

Одним из основных узлов ГЗУ является объектив формирователя страниц. Но известные объективы этого узла многолинзовые и сложные (см., например, [3]). Использование полусферического объектива, когда с плоской стороны последнего расположен (в оптическом контакте) формирователь страниц с отражением света, намного упрощает как объектив, так и узел объектив-формирователь [4]. Более того, при этом в отмеченном узле ГЗУ автоматически устраняется ряд aberrаций: кома, астигматизм и дисторсия. Действительно, центральные лучи световых пучков в ГЗУ проходят при этом без преломления и обладают свойствами лучей, проходящих по оптической оси. Из оставшихся aberrаций хроматическая здесь не опасна — в ГЗУ используется монохроматический свет, а сферическую aberrацию можно исправить, сохраняя перечисленные выше преимущества (отметим, что при исправлении сферической aberrации частично исправляется и хроматическая aberrация). Неисправление сферической aberrации объектива формирователя страниц приведет к увеличению площади каждой голограммы, что в свою очередь уменьшит плотность записи информации и общий объем памяти [5].

Чтобы исправить (уменьшить) сферическую aberrацию и одновременно сохранить перечисленные выше преимущества полусферического объектива, последний, очевидно, нужно выполнить концентрическим (см. рис. 1). При этом можно варьировать показатели преломления (n , n_1) и толщины (r , r_1) стекол [6, 7]. И хотя возможности концентрического объектива с точки зрения исправления aberrаций небольшие, приведенные ниже параметры и характеристики конкретного объектива показывают, что получены приемлемые результаты.

В концентрическом двухлинзовом объективе, когда $n > n_1$, сферическая aberrация плоско-выпуклой сферической линзы (r_1, n_1) компенсируется aberrацией обратного знака линзы с концентрическими поверхностями (r и r_1, n) и уменьшается результирующая aberrация.

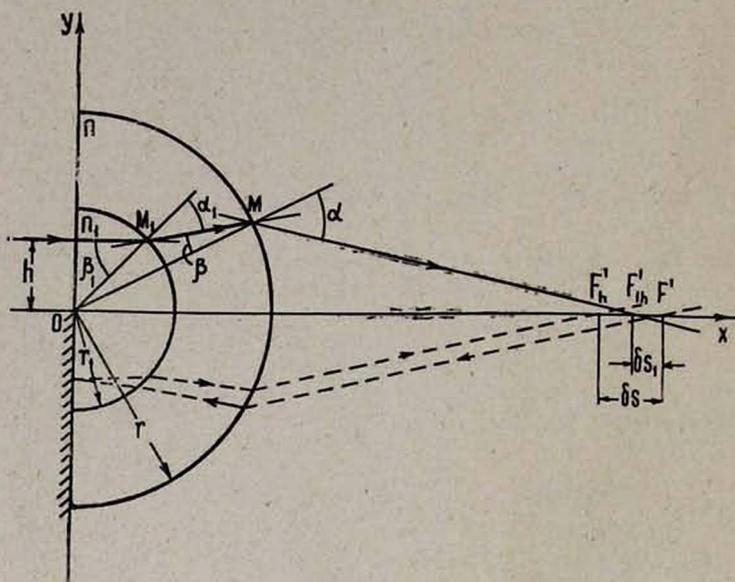


Рис. 1. Ход лучей в полусферическом концентрическом объективе.

Непосредственный расчет продольной сферической aberrации δs для хода лучей, показанного пунктиром на рис. 1 (что соответствует ходу лучей в объективе формирователя страниц ГЗУ), довольно громоздкий. С целью упрощения расчета, нами получено аналитическое выражение продольной сферической aberrации δs_1 концентрического двухлинзового объектива для световых лучей, падающих перпендикулярно к плоской стороне объектива и проходящих в одном направлении (см. рис. 1). Это выражение, как будет показано ниже, удобно и для расчета δs . Здесь мы приведем окончательное выражение. Его вывод основан на последовательном применении законов преломления света и опущен.

Как видно из рис. 1,

$$\delta s_1 = 0F'_{1h} - 0F'. \quad (1)$$

Для $0F'_{1h}$ получено следующее выражение:

$$0F'_{1h} = \frac{n^2 b^2 l + n b d \sqrt{(1+k^2)r^2 - n^2 b^2}}{n^2 b^2 - (1+k^2)d^2}, \quad (2)$$

где

$$l = \frac{\sqrt{(1+k^2)r^2 - b^2} - kb}{1+k^2}, \quad d = \frac{k\sqrt{(1+k^2)r^2 - b^2} + b}{1+k^2},$$

$$b = r_1(x - k\sqrt{1-x^2}), \quad k = \frac{x(\sqrt{\beta^2 - a^2} - \sqrt{1-x^2})}{\sqrt{1-x^2}\sqrt{\beta^2 - a^2} + a^2},$$

$$\beta = \frac{n}{n_1}, \quad a = \frac{h}{r_1},$$

h — расстояние луча от оптической оси.

При $n_1 = n$ из (2) имеем выражение

$$OF'_{1h} = \frac{n\sqrt{r^2 - n^2h^2} + n^2\sqrt{r^2 - h^2}}{n^2 - 1}, \quad (3)$$

с помощью которого можно определить продольную сферическую аберрацию плоско-выпуклой сферической линзы. Для параксиальных лучей ($h \rightarrow 0$) получаем $OF'_{1h} = nr/(n-1)$, и точка F'_{1h} совпадает с фокусом линзы.

В (1) OF' — расстояние от фокуса объектива до центра сфер,

$$OF' = n_1f' = \frac{n_1nr_1r}{(r-r_1)n_1 - (r-r_1n_1)n}. \quad (4)$$

При получении (4) объектив рассматривался как сложная система [7], где отдельные компоненты (две линзы, отмеченные выше) заменялись тонкими линзами, f' — эквивалентное фокусное расстояние объектива. Заметим, что при $n_1 = n$ из (4) следует

$$OF' = \frac{nr}{n-1},$$

что совпадает с аналогичным параметром плоско-выпуклой сферической линзы.

Из-за сложности выражения (2) для δ_{s_1} его трудно анализировать. Оно может служить для расчетов. С его помощью можно с большой точностью определить также полную величину продольной сферической аберрации δ_s :

$$\delta_s = 2\delta_{s_1}. \quad (5)$$

Действительно, при одностороннем прохождении световой луч проходит по среднему пути между лучами света, проходящими туда и обратно (при данной высоте h). При этом разность хода указанных лучей незначительна и неточность выражения (5) пренебрежимо мала.

Нами рассчитаны δ_{s_1} , $2\delta_{s_1}$ и частично δ_s (непосредственный расчет) для объектива со следующими параметрами: $n = 1,65680$ (стекло ТК 21) [8], $n_1 = 1,54800$ (стекло ЛФ 10), $r = 120,0$ мм, $r_1 = 50,0$ мм ($f' = 263,1312$ мм, $OF' = n_1f' = 407,3116$ мм, расстояние от центра сфер до эквивалентной главной плоскости $OF' - f' = 144,1904$ мм). Расчеты проводились с большой точностью. Цифры после запятой имели не менее семи точных десятичных знаков. Результаты расчетов приведены в виде таблицы и графика (рис. 2).

Таблица

h (мм)	δs (мм)	δs_1 (мм)	$2\delta s_1$ (мм)	$(\delta s - 2\delta s_1)$ (мм)
0,5000	—	+0,000601	—	—
5,4907	-0,147597	-0,073812	-0,147624	(+) 0,000027
12,4000	—	-0,277249	-0,554498	—
16,3751	-0,612559	-0,306959	-0,613918	(-) 0,001359
19,0585	-0,395707	-0,198035	-0,396070	(-) 0,000363
21,2000	—	+0,020659	+0,041318	—
22,6033	+0,509578	+0,254596	+0,509122	(+) 0,000456

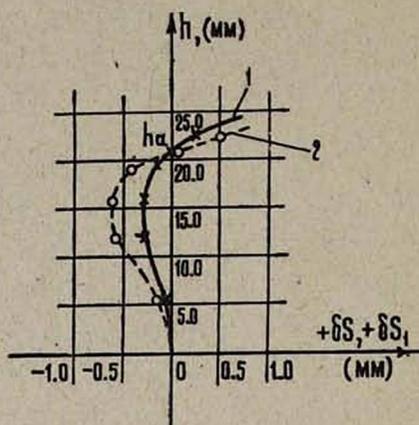


Рис. 2. Зависимость продольной сферической аберрации от полувысоты апертуры для полусферического концентрического объектива с $r = 120,0$ мм, $r_1 = 50,0$ мм, $n = 1,65680$, $n_1 = 1,54800$ (1 — δs_1 , 2 — δs).

Как видно из рис. 2, при апертуре пучка $4h_a^2 = 42 \times 42$ мм² максимальная величина продольной сферической аберрации есть $\delta s_{\text{макс}} = 0,6126$ мм (случай двойного прохождения луча через объектив). При этом сечение светового пучка в плоскости расположения накопителя голограмм (примерно в середине отрезка $F'F_{ha}$) не превышает $0,0016$ мм², что приводит к увеличению площадей голограмм на $6 + 8\%$ и мало влияет на общий объем памяти (голограммы записывают на площади с диаметром $1,0 - 1,5$ мм). Более того, как показано ниже, в оптической схеме ГЗУ имеется возможность дополнительной компенсации сферической аберрации (остаточной).

Если применять оптическую схему ГЗУ с линзовым растром на оси предметных лучей (см., например, [9]), но с отрицательными линзами раstra и с рассмотренным выше объективом, то можно получить близкие к нулю значения аберраций. Сферическая аберрация отрицательной линзы вычитается из сферической аберрации объектива формирователя страницы и результирующая величина последней для предметного луча каждой голограммы сильно уменьшается (эти аберрации близки по модулю; например, отрицательная линза раstra из флексигласа с $n = 1,49$, $r = 3,37$ мм при $h = 0,6$ мм, согласованная с рассчитанным выше объективом, имеет $\delta s_1 = 0,245$ мм).

Отметим, что в схеме ГЗУ линзовый растр хорошо согласуется с полусферическим концентрическим объективом. Ход лучей в от-

дельных линзах растра (каждая линза соответствует одному адресу памяти) является осевым и отсутствуют ухудшающие рабочие устройства аберрации. Изготовление такого растра линз несложно [10].

Таким образом, используя результаты расчетов, нами выявлены возможности построения почти безаберрационной и одновременно легко осуществимой оптической схемы для голографической памяти.

Армянский государственный педагогический
институт им. Х. Абовяна

Поступила 16.XI.1976

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. Л. Микаэлян. Радиотехника и электроника, 14, 115 (1969).
2. J. A. Rajchman. Appl. Opt., 9, 2269 (1970).
3. R. D. Lohman, R. S. Mezrich, W. C. Stewart. Electronics, 44, 61 (1971).
4. К. С. Меликян. Авт. свид. СССР, № 479155, Бюллетень, № 28, 1975, стр. 125.
5. Е. С. Бойданова, С. И. Соскин. Автометрия, № 3, 1975, стр. 42.
6. М. Герцбергер. Современная геометрическая оптика, Изд. ИЛ, М., 1962.
7. Б. Н. Бегунов, Н. П. Закаэнов. Теория оптических систем, Изд. Машиностроение, М., 1973.
8. Справочник конструктора оптико-механических приборов, Изд. Машиностроение, Л., 1967.
9. Т. С. Лев. Appl. Opt., 11, 384 (1972).
10. В. А. Шишкина и др. Авт. свид. СССР, № 211095, Бюллетень, № 7, 1968, стр. 78.

ՀԱՄԱԿԵՆՏՐՈՆ ՕՐՅԵԿՏԻՎԻ ԱՅԵՐԻԿ ԱՐԲՐԱՑԻՍՅԻ ՀԱՇՎՄԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Կ. Ս. ՄԵԼԻԿՅԱՆ

Ստացված է անալիտիկ արտահայտություն հարթուստիկ համակենտրոն օբյեկտիվի (կրկնապնակային) երկայնական աֆերիկ արերացիայի համար և օգտագործված է հաշվումներում: Ցույց է տրված հոլոգրաֆիական հիշող սարքում կիրառնական համակենտրոն օբյեկտիվի օգտագործման նպատակահարմարությունը:

ON THE CALCULATION OF SPHERICAL ABERRATION OF A CONCENTRIC OBJECTIVE

K. S. MELIKYAN

The analytical expression for the longitudinal spherical aberration of a planoconvex concentric objective (two-lens) is obtained and used for calculations. The expedience of the application of a semispherical concentric objective in holographic memory is argued.

СРАВНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТЕЙ ЛОГИЧЕСКИХ СТРУКТУР ДВУХ ПРИЕМНИКОВ ОПТИЧЕСКОГО СИГНАЛА

Р. А. КАЗАРЯН, А. В. ОГАНЕСЯН

При помощи моделирования оптической линии связи на ЭВМ подсчитываются вероятности ошибочного приема для оптимального и неоптимального приемников оптического сигнала. Показано, что несмотря на приближенный метод, используемый при получении структуры оптимального приемника, последний обеспечивает значительно меньшую вероятность ошибочного приема, чем неоптимальный приемник.

В работе сравниваются логические структуры оптимального и неоптимального приемников оптического сигнала для атмосферной оптической линии связи с кодово-импульсной модуляцией интенсивности луча, работающей в режиме счета фотонов. Предполагается, что оптический атмосферный канал не содержит рассеивающих областей и следовательно флуктуации сигнальной интенсивности обусловлены турбулентностью атмосферы. Как известно, в этом случае флуктуации принимаемой сигнальной интенсивности описываются логарифмически-нормальным распределением [1]. В предположении, что интервал счета фотонов (τ) много больше времени когерентности флуктуирующего фонового излучения (τ_B), прошедшего оптический фильтр, и много меньше времени когерентности флуктуирующей сигнальной интенсивности (τ_s), в [2] получено соотношение правдоподобия для оптимального приемника, обрабатывающего выходные сигналы мозаичного фотоприемника, состоящего из отдельных фотодетекторов.

Полученное в [2] соотношение правдоподобия для случая одного фотодетектора можно записать следующим образом:

$$L = n \ln \left(\frac{z_0 N_s}{N_B} + 1 \right) - z_0 N_s - \frac{(\ln z_0 + \sigma^2/2)^2}{2\sigma^2} - \\ - \frac{1}{2} \ln \left[\sigma^2 \left(z_0 N_s - \frac{n z_0 N_s N_B}{(z_0 N_s + N_B)^2} + z_0 N_s \right) + 1 \right], \quad (1)$$

где z_0 для каждого интервала счета ($t, t + \tau$) определяется из уравнения

$$\frac{n z_0 N_s}{z_0 N_s + N_B} - z_0 N_s - \frac{\ln z_0 + \sigma^2/2}{\sigma^2} = 0. \quad (2)$$

Величины N_s , N_B , n и σ^2 определяют соответственно среднее число сигнальных фотоэлектронов, среднее число шумовых фотоэлектронов (обусловленных как фоновым излучением, так и темновым током фотодетектора), число фотоэлектронов в заданном интервале и дисперсию флуктуаций логарифма принимаемой нормированной сигнальной интенсивности.

При выводе соотношения правдоподобия, соответствующего (1), в [2] было использовано выражение для плотности вероятности распределения числа фотоэлектронов, полученное приближенным вычислением интеграла в формуле Мандела [3, 4], что с точки зрения дальнейших приложений требует рассмотрения вопроса о степени соответствия выражения (1) реальным отсчетам фотоэлектронов в рассматриваемом канале. Вместе с тем, как видно из (1) и (2), структура оптимального приемника относительно сложна и интересным является сравнение данного приемника с приемником, не учитывающим некоторый параметр канала, но имеющим более простую структуру. В качестве последнего можно взять приемник, основанный на следующем соотношении правдоподобия:

$$l = n \ln \left(\frac{N_s}{N_B} + 1 \right) - N_s. \quad (3)$$

Выражение (3) соответствует оптимальному приемнику в предположении отсутствия флуктуаций сигнальной интенсивности [5, 6]. Очевидно, что при наличии флуктуаций приемник не будет оптимальным. Поскольку в (3) не учитываются флуктуации сигнальной интенсивности, то сравнение эффективностей приемников, основанных на выражениях (1) и (3), можно осуществить только экспериментально. Что касается проверки соответствия выражения (1) реальному каналу, то ее можно осуществить сопоставлением теоретических вероятностей ошибок, приведенных в [6], с экспериментальными.

Решение поставленных задач было осуществлено в модельном эксперименте на ЭВМ. На рис. 1 приводится блок-схема модели.

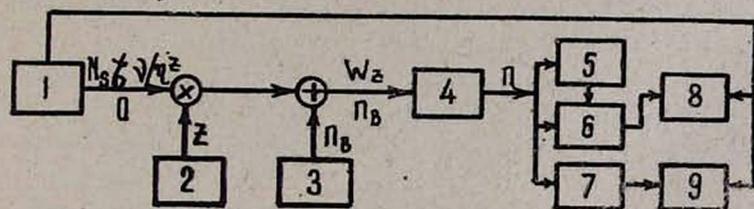


Рис. 1.

Блок 1 соответствует передатчику бинарных сигналов, который в случае передачи непрерывной интенсивности приводит в среднем к появлению N_s сигнальных фотоэлектронов за интервал счета τ . Блок 2 моделирует флуктуации сигнальной интенсивности, описываемые логарифмически-нормальным процессом, с временем корреляции, равным 0,1 относительных единиц времени*. График корреляционной функции логарифмически-нормального процесса приводится на рис. 2. По оси абсцисс

* При составлении алгоритмов программ получения логарифмически-нормального процесса были использованы методы, описанные в [7].

отложено время, по оси ординат — значения корреляционной функции. Блок 3 моделирует фоновое излучение, прошедшее оптический фильтр. Поскольку при $\tau \gg \tau_B$ шумовые фотоэлектроны, обусловленные фо-

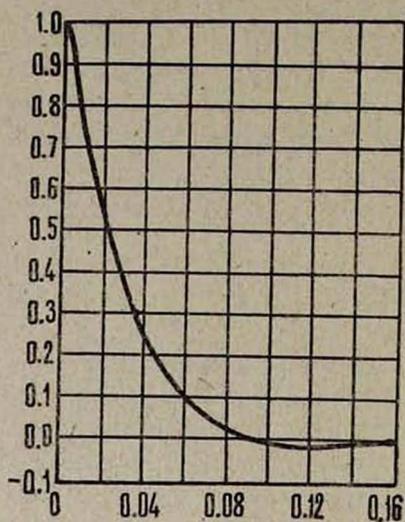


Рис. 2.

вым излучением, подчиняются распределению Пуассона с постоянным средним [2, 5] и известно, что к такому же распределению приводит постоянное по интенсивности излучение [5], то воздействие на фотодетектор флуктуирующего широкополосного фонового излучения, преобразуемого оптическим фильтром в узкополосное, можно свести к воздействию эквивалентного источника шумовых фотонов с постоянной интенсивностью.

Таким образом, для каждого интервала счета $(t, t + \tau)$ при $\tau_s \gg \tau$ для интенсивности I на входе фотодетектора можно записать следующее выражение:

$$I = \frac{h\nu}{\eta\tau} (N_s z + n_B), \quad (4)$$

где $h\nu$ — энергия кванта сигнального излучения, η — квантовая эффективность фотодетектора, z — случайные нормализованные величины логарифмически-нормального процесса, а n_B — среднее число шумовых фотоэлектронов, обусловленных фоновым излучением. Блок 4 соответствует модели фотодетектора, который для каждого интервала счета $(t, t + \tau)$ преобразует принимаемое излучение в фотоэлектроны*, количество которых подчиняется пуассоновскому распределению со средним

$$W_z = I\eta\tau/h\nu. \quad (5)$$

Кроме того, в блоке 4 учитываются шумовые фотоэлектроны фотодетектора, обусловленные его темновым током. Распределение шумовых фотоэлектронов фотодетектора считается пуассоновским с постоянным средним n_D [5]. При этом из свойства аддитивности случайных величин, подчиняющихся различным пуассоновским распределениям [5], следует, что общее число фотоэлектронов за интервал счета $(t, t + \tau)$ будет подчиняться пуассоновскому распределению со средним

$$W = W_z + n_D. \quad (6)$$

Для рассматриваемого случая N_B равно сумме n_B и n_D .

* Предполагается, что каждому выходному импульсу фотодетектора соответствует один фотоэлектрон.

Блок 5 для каждого n из уравнения (2) определяет z_0 . Для решения (2) применяется метод секущих [8]. Блоки 6 и 7 вычисляют соответственно значения L и l . Блоки 8 и 9 считают вероятности ошибок для оптимального и неоптимального приемников. Решение о наличии ошибочного приема для каждого приемника принимается в том случае, если принятый соответствующим приемником символ не соответствует символу, передаваемому передатчиком. Передаваемой интенсивности соответствует символ 1, пассивной паузе — 0. При этом считается, что при $L \geq 0$ или $l \geq 0$ соответствующим приемником принят символ 1, в противном случае — 0. Моделирование для каждой комбинации величин N_s , N_B и σ^2 продолжается до достижения заданного доверительного интервала подсчитываемой вероятности. Интервал счета фотонов τ для рассматриваемого случая совпадает с шагом моделирования и равен 0,01 относительных единиц времени.

На рис. 3а, б приводятся теоретические кривые (сплошные линии) вероятностей ошибок для оптимального приемника, взятые из [6],

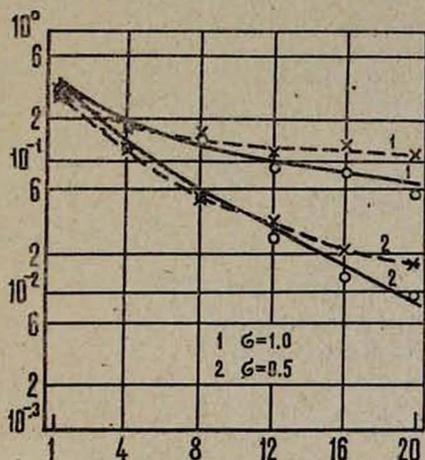


Рис. 3а.

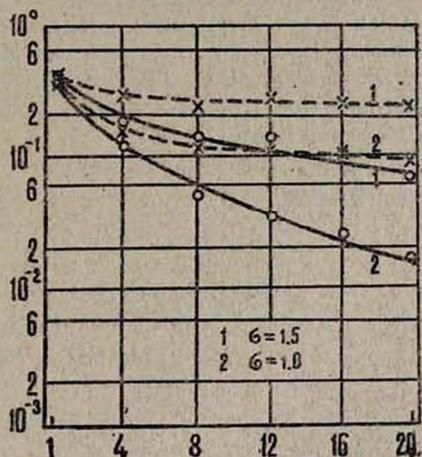


Рис. 3б.

и значения, посчитанные в модели, как для оптимального приемника (кружочки), так и для неоптимального приемника (крестики, соединенные пунктирной линией). Доверительный интервал для каждой вероятности ошибки, в котором с вероятностью 0,95 заключено истинное значение оцениваемой величины, по абсолютной величине не превосходит 20% от вероятности ошибки, посчитанной в модели.

На рис. 3а по оси абсцисс отложены значения отношения N_s/N_B при $N_B=1$, а на рис. 3б — при $N_B=4$. По оси ординат на рис. 3а, б отложены значения вероятностей ошибочного приема (сплошные линии соответствуют оптимальному приемнику, пунктирные — неоптимальному). Как следует из рис. 3, посчитанные в модели значения вероятностей ошибок хорошо ложатся на теоретические кривые и можно утверждать о хорошем соответствии выражений (1) и (2) описанному каналу. Вме-

сте с тем из сопоставления посчитанных в модели вероятностей ошибок для оптимального и неоптимального приемников следует, что при больших отношениях N_s/N_B и при больших значениях N_s оптимальный приемник может обеспечить значительно меньшую вероятность ошибочного приема, чем неоптимальный. При этом, как видно из рис. 3б, при достаточно больших значениях N_s кривые вероятностей ошибок для неоптимального приемника переходят в область насыщения, в то время как для кривых оптимального приемника явно видна тенденция к дальнейшему спаду с ростом N_s .

Институт физических исследований
АН АрмССР

Поступила 22.IV.1977

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. И. Татарский. Распространение волн в турбулентной атмосфере, Изд. Наука, М., 1967.
2. М. С. Teich, S. Rosenberg. Appl. Opt., 12, 2616 (1973).
3. P. Diamant, M. C. Teich. J. Opt. Society of America, 60, 1489 (1970).
4. М. С. Teich, S. Rosenberg. J. Opto-Electronics, 3, 63 (1971).
5. Вильям К. Прамм. Лазерные системы связи, Изд. Связь, М., 1972.
6. S. Rosenberg, M. C. Teich. Appl. Opt., 12, 2625 (1973).
7. В. В. Быков. Цифровое моделирование в статистической радиотехнике, Изд. Советское радио, М., 1971.
8. Г. Корн, Т. Корн. Справочник по математике для научных работников и инженеров, Изд. Наука, М., 1970.

ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԱԶԴԱՆՇԱՆԻ ԵՐԿՈՒ ԸՆԴՈՒՆԻՉՆԵՐԻ ՏՐԱՄԱՐԱՆԱԿԱՆ ԿԱԶՄՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԷՖԵԿՏԻՎՈՒԹՅԱՆ ՀԱՄԵՄԱՏՈՒՄԸ

Ռ. Ա. ԿԱԶԱՐՅԱՆ, Ա. Վ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Էլեկտրոնային հաշվիչ մեքենայի վրա մոդելման միջոցով ստացված արդյունքների և տեսական կորերի համեմատումից հետևում է, որ օպտիմալ ընդունիչի կազմությունը, չնայած այն ստանալու համար կիրառվող մեթոդի մոտավորությանը, լավ է համապատասխանում դիտարկվող օպտիկական կանալին և կոհերենտ ազդանշանի մեծ հզորությունների դեպքում է վիճակի է ապահովել զգալիորեն ավելի փոքր սխալի հավանականություն, քան ոչ օպտիմալ ընդունիչը:

THE COMPARISON OF LOGICAL STRUCTURE EFFICIENCIES OF TWO OPTICAL SIGNAL RECEIVERS

R. A. KAZARYAN, S. V. OGANESYAN

Logical structures of the optimal and non-optimal signal receivers were compared by means of computer simulation. The results indicate, that despite the approximate method of the obtaining of optimal receiver structure, the latter well matches the optical channel used and at higher levels provides considerably lower probability of error in comparison with the non-optimal one.

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ СМЕСИ ГЕЛИЯ И ВОЗДУХА

К. Ш. АГАБАБЯН, А. А. АРОЯН, Р. Т. МИНА

С помощью простой экспериментальной методики для двух значений температуры, равных 315 и 330°К, измерена теплопроводность смеси гелий—воздух в зависимости от концентрации составляющих ее компонент. Найденная зависимость хорошо согласуется с теоретическими представлениями, основанными на кинетической теории газов, и с результатами других авторов.

Известно, что при комнатной температуре теплопроводности гелия и воздуха отличаются в несколько раз [1]. Для многих практических приложений представляет интерес измерить теплопроводность смеси этих газов в зависимости от ее состава, так как существующие данные [1, 2] явно неполны. Этой цели посвящена настоящая работа.

В качестве метода измерений был выбран метод нагретой нити [2], суть которого сводится к следующему. Тонкая нить натянута по оси цилиндрического баллона, заполненного исследуемым газом, и нагревается током. Выделенное тепло отводится к стенкам баллона за счет теплопроводности газа, а также благодаря излучению и потоку тепла через опоры. Соответствующее уравнение теплового баланса имеет вид [2]

$$[2 \pi l / \ln (r_2 / r_1)] \int_{T_2}^{T_1} \lambda(T) dT + \sigma (T_1^4 - T_2^4) + j \Delta T = I^2 R, \quad (1)$$

где l и r_1 — длина и радиус нити, r_2 — радиус баллона, $\lambda(T)$ — теплопроводность газа при температуре T , $\Delta T = T_1 - T_2$ — разность температур нити и стенок баллона, j — коэффициент теплопередачи через опоры нити, I — ток через нить, R — сопротивление нити. В уравнении (1) не учтены температурные скачки на поверхности нити и баллона, а также тепловые эффекты, обусловленные конвекцией.

Для определения первого члена в уравнении (1) необходимо знать зависимость $\lambda(T)$. Как следует из данных [1, 2], для смеси гелий—азот в интервале температур 200—400°К эта зависимость практически линейна. Следовательно, если методика измерений такова, что при изменении состава газа поддерживается постоянная температура нити и баллона, то уравнение (1) можно представить в виде

$$I^2 = A \lambda(T_{cp}) + B, \quad (2)$$

где $T_{cp} = (T_1 + T_2)/2$, а A и B — константы, значения которых можно определить из измерений для чистого воздуха и чистого гелия.

В настоящей работе в качестве датчика теплопроводности использовался термоманометрический преобразователь типа ЛТ-4М, ко-

торый содержит нагреваемую током тонкую нить накала и термопару хромель-копаль, измеряющую температуру нити. Диаметр нити, составляющий $\sim 10^{-4}$ м, много меньше размеров баллона, и в этих условиях логарифмическая зависимость теплоотдачи нити от отношения r_2/r_1 (первый член в уравнении (1)) приводит к тому, что на расстояниях порядка геометрических размеров баллона газ везде имеет практически одинаковую температуру. Таким образом, то обстоятельство, что в датчике нить натянута не по оси баллона, не имеет существенного значения.

При давлениях $P > 10^4 \text{ Па}$ длина свободного пробега становится меньше диаметра нити и теплоотвод от нити перестает зависеть от давления [3]. В этой области давлений, когда термоманометрический преобразователь не может быть использован по прямому назначению, его можно применять для измерения теплопроводности газа.

Общая схема экспериментальной установки показана на рис. 1. Рабочая смесь гелия и воздуха нужной концентрации приготавливалась

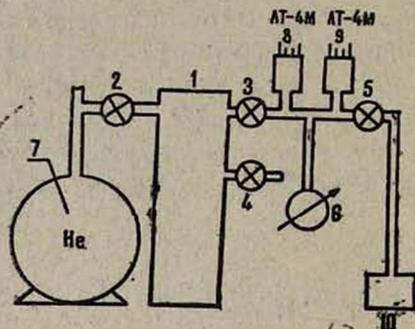


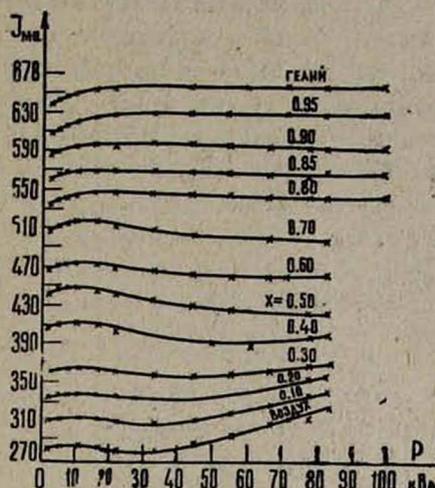
Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — объем, 2—5 — вентили, 6 — образцовый вакуумметр, 7 — сосуд Дьюара с жидким гелием, 8, 9 — термоманометрические преобразователи ЛТ-4М, 10 — насос НВР-5Д.

в объеме 1. Для этого объем откачивался насосом до давления 10^7 Па и заполнялся чистым газообразным гелием из сосуда Дьюара с жидким гелием. После прогрева гелия в объеме 1 до комнатной температуры последний вновь откачивался насосом до определенного давления P_{He} и при закрытых вентилях 2 и 5 через вентиль 4 напускался атмосферный воздух. Приготовленной таким образом смесью заполнялся до нужного давления предварительно откачанный датчик.

В процессе измерений снималась зависимость тока нити от давления при постоянном значении потенциала термопары. Величина тока контролировалась по падению напряжения на образцовой катушке сопротивления. Напряжение измерялось цифровым вольтметром ВК7—10, потенциал термопары — потенциометром типа ПП. Все измерения проводились при двух значениях потенциала термопары — 3 и 5 мв, которым соответствует средняя температура газа, соответственно равная 315 и 330°К. Как было выявлено в процессе измерений, равновесие в газовой смеси устанавливается в течение 10 мин, после чего все измеряемые величины принимают установившиеся значения. Обычно измерения начинались спустя час после приготовления смеси.

Результаты измерений $I(P, X)$ для $T_{\text{ср}} = 315^\circ\text{К}$ приведены на рис. 2, из которого следует, что в интервале давлений от 10^4 до 10^5 Па для воздуха изменение величины тока от давления не прево-

Рис. 2. Зависимость тока нити накала от давления при различных концентрациях гелия в смеси (ЭДС термонары—3 мв, $T_{\text{ср}} = 315^\circ\text{К}$).



сходит 20%. По мере повышения концентрации гелия в смеси эта зависимость все больше ослабевает и начиная с концентрации гелия 80% и выше ток практически не зависит от давления вплоть до 10^5 Па . Это, по-видимому, связано с конвекцией газа внутри датчика, которая проявляется как при высоких давлениях, так и при большей плотности смеси газов и приводит к изменению тепловыделения с нити накала. Аналогичные результаты получены для $T_{\text{ср}} = 330^\circ\text{К}$.

Таким образом, чтобы применить уравнение (2) для установления зависимости теплопроводности смеси λ от ее молярной концентрации X , необходимо использовать зависимость $I(X)$ в области давлений, где конвекция несущественна, и в то же время теплопроводность не зависит от давления. На рис. 3 по результатам опытов при

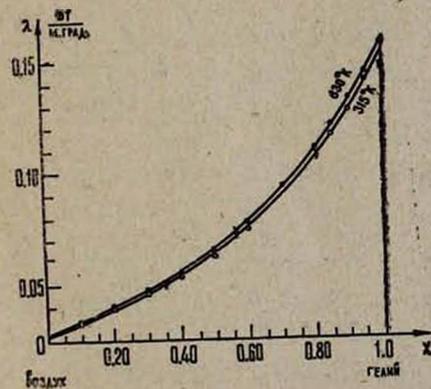


Рис. 3. Зависимость теплопроводности смеси от концентрации гелия. Кривые построены в соответствии с уравнением (3); нижняя кривая отвечает $T_{\text{ср}} = 315^\circ\text{К}$, верхняя — $T_{\text{ср}} = 330^\circ\text{К}$. Значком \times отмечены экстраполированные экспериментальные значения для смеси гелий-азот, взятые из [1, 2].

$P = 1,5 \cdot 10^4 \text{ Па}$ и в соответствии с уравнением (2) построены зависимости $\lambda(X)$ для двух значений температур: $T_{\text{ср}} = 315$ и 330°К . Там

же приведены экспериментальные значения для смеси гелий-азот, взятые из [1, 2] и пересчитанные для указанных температур.

Отрицательное отклонение от линейной зависимости $\lambda = \lambda_1 X + \lambda_2 (1 - X)$, установленное в настоящей работе, характерно для большинства смесей одноатомных-многоатомных газов [2]. Оно объясняется тем, что вклад более легкой компоненты в теплопроводность уменьшается из-за столкновений с более тяжелыми компонентами смеси. Существует большое количество работ (см. [2]), где на основе кинетической теории газов рассчитывается теплопроводность многокомпонентной смеси. Однако сравнивать с ними результаты данной работы вряд ли целесообразно, поскольку в процессе измерений состав воздуха строго не контролировался. Для практических целей имеет смысл провести сравнение с полуэмпирической формулой [4]

$$\lambda = \lambda_1/[1 + A_{12}(1 - X)/X] + \lambda_2/[1 + A_{21}X(1 - X)], \quad (3)$$

при выводе которой учтено сопротивление молекул одной компоненты переносу тепла молекулами другой компоненты.

С помощью ЭВМ „Наири“ найдены значения параметров A_{12} и A_{21} , при которых дисперсия

$$W = \left[\sum_n (\lambda_n^{\text{эк}} - \lambda_n)^2 \right]^{1/2} \quad (4)$$

экспериментальных данных минимальна. В таблице для двух значений температуры приведены величины найденных $A_{ik}^{\text{эк}}$ и дисперсии W .

Таблица

$T_{\text{ср}}$	$A_{ik}^{\text{эк}}$	W	$A_{12}^{\text{эк}}/A_{21}^{\text{эк}}$	A_{ik}	A_{12}/A_{21}
315°K	$\frac{A_{12} = 2,74 \pm 0,005}{A_{21} = 0,183 \pm 0,003}$	0,004613	15,0	$\frac{A_{12} = 2,00}{A_{21} = 0,131}$	15,3
330°K	$\frac{A_{12} = 2,81 \pm 0,003}{A_{21} = 0,148 \pm 0,001}$	0,0011774	19,0	$\frac{A_{12} = 1,99}{A_{21} = 0,132}$	15,1

Указанные там точности параметров соответствуют $\Delta \ln W = 0,001$. Экспериментальные результаты в пределах точности измерений совпадают с построенными на рис. 3 в соответствии с уравнением (3) кривыми.

Интересно сравнить найденные параметры $A_{ik}^{\text{эк}}$ с вычисленными по формуле [5]

$$A_{ik} = (1,065/2\sqrt{2}) [1 + (\lambda_i/\lambda_k)^{1/2} (m_i/m_k)^{1/4}]^2 / [1 + (m_i/m_k)]. \quad (5)$$

Рассчитанные по этой формуле значения A_{ik} (грамм-молекулярные веса гелия и воздуха приняты соответственно равными 4 г и 28,6 г) также приведены в таблице. Видно, что разница между величинами A_{ik} и $A_{ik}^{\text{эк}}$ не превосходит 30%. Там же приводятся величины отношений A_{12}/A_{21} и $A_{12}^{\text{эк}}/A_{21}^{\text{эк}}$, согласие между которыми заметно лучше.

В заключение авторы, выполняя приятный долг, выражают благодарность М. Е. Арустамовой за проведение расчетов на ЭВМ.

Ереванский физический институт

Поступила 10.I.1977

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. М. П. Малков и др. Справочник по физико-техническим основам криогеники, Изд. Энергия, М., 1973.
2. А. Г. Шашков, Т. Н. Абраменко. Теплопроводность газовых смесей, Изд. Энергия, М., 1970.
3. Р. Т. Мина, Г. Д. Мовсесян. ПТЭ, 1, 175 (1975).
4. А. Wassiljewa. Phys. Z., 5, 737 (1904).
5. E. A. Mason, S. C. Saxena. Phys. Fluids, 2 (1958).

ՀԵԼԻՈՒՄ-ՕԴ ԽԱՌՆՈՒՐԴԻ ԶԵՐՄԱՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՉԱՓՈՒՄԸ

Կ. Շ. ԱՂԱԲԱՅԱՆ, Ա. Ա. ԱՌՈՅԱՆ, Ռ. Տ. ՄԻՆԱ

Պարզ փորձնական եղանակով չափված է հելիում-օդ խառնուրդի շերմահաղորդականությունը կախված խառնուրդը կազմող բաղադրիչների կոնցենտրացիաներից, շերմաստիճանից և արժեքների համար՝ 315 և 330 °K: Ստացված արդյունքները համընկնում են դազերի կինետիկ տեսության և այլ հեղինակների կողմից ստացված տվյալների հետ:

THE MEASUREMENT OF HELIUM-AIR MIXTURE THERMOCONDUCTIVITY

K. Sh. AGABABYAN, A. A. AROYAN, R. T. MINA

By means of a simple experimental method the thermoconductivity of helium-air mixture has been measured depending on the concentration of constituent components at two temperatures, 315°K and 330°K. The obtained dependence well agrees with the concepts of kinetic theory of gases and the results of other authors.

РЕГУЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ
ЖИДКОГО ПОЛУПРОВОДНИКА

Т. С. ЗОЛЯН

Показано, что в полупроводниковых окислах V_2O_5 возможно регулирование электрических свойств путем изменения парциального давления кислорода. Установлено, что термодинамическое равновесие расплава V_2O_5 с кислородом играет доминирующую роль при переходе жидкой фазы в твердую.

Окислы переходных $3d$ -металлов типа V_2O_5 [1—5] являются нестехиометрическими соединениями переменного состава [6] из-за наличия слабо связанных с центральным ионом V ионов O [6—11]. С увеличением температуры T эта связь еще больше ослабляется. Так, при 400°C V_2O_5 выделяет кислород с обратимой перестройкой структуры [12—15], а в жидкой V_2O_5 наряду с ионами O^{2-} и V^{5+} появляются V^{4+} и даже V^{3+} [3, 12]. Взаимодействия между этими ионами создают условия для образования электронов, участвующих в проводимости, $\sigma \sim P_{O_2}^x$ [7, 8], где P_{O_2} — парциальное давление кислорода.

В области гомогенности состав рассматриваемых окислов выражается так: $V_m O_{n+x}$, где n и m — целые числа, а $x = 1 \div 0$ [6, 7]. При данной температуре величина x определяется зависимостью $f(P_{O_2})$ [16, 17]. Расплавленные оксидные полупроводники, представляющие собой жидкую гомогенную фазу, в полной мере должны соответствовать указанным условиям ввиду особо благоприятных условий термодинамического равновесия, вызванного высокой температурой расплава. Все вышесказанное в полной мере может быть отнесено и к расплаву V_2O_5 , что позволяет осуществить эксперимент по регулированию электрических свойств жидкой пятиокиси ванадия изменением парциального давления кислорода. Изучение влияния P_{O_2} на σ расплава V_2O_5 кроме самостоятельного практического интереса позволяет также уточнить механизм электропроводности и определить тип проводимости [6].

Эксперимент осуществлялся на видоизмененной установке, описанной ранее [18]. В дополнение к имеющимся приспособлениям для контролирования состава среды и ее давления были смонтированы вводы для потенциометрических и зондовых замеров при измерении электропроводности, термоэдс и теплопроводности твердой и жидкой фаз V_2O_5 .

Измерения проводились на образцах, расположенных в широких прямоугольных лодочках, закрытых соответствующими уплотнениями. Измерительные сосуды заранее калибровались по расплавленной KCl и растворам солей. Замеры при постоянном давлении P_{O_2} производились при достижении стационарной температуры, которая измерялась

Pt-Pt/Rh-термопарами. Контрольные измерения проводились в обычных условиях в среде воздуха при атмосферном давлении. При одном и том же давлении P_{O_2} измерения электропроводности σ проводились при выдержке температуры около 20 мин в каждой точке.

Первоначальными измерениями (рис. 1) нами были получены левые ветви изобар сопротивления при охлаждении расплава V_2O_5 , предварительно выдержанного при постоянном P_{O_2} в расплавленном состоянии в течение часа. Полученные кривые подтверждают вывод [19] об уменьшении сопротивления

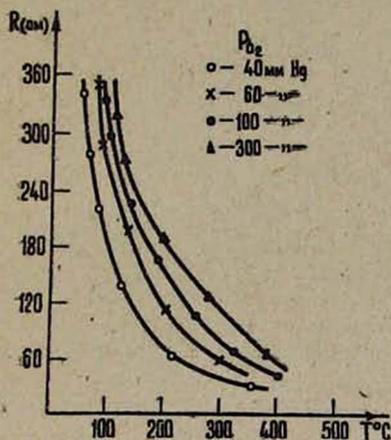


Рис. 1. Зависимость изобар сопротивления V_2O_5 от температуры.

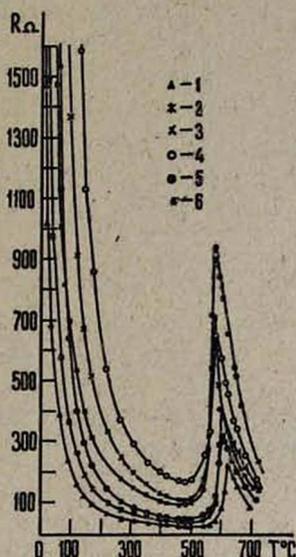


Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления V_2O_5 (цифры 1, 2, ..., 6 указывают порядковый номер прохождения $T_{пл}$).

образца с уменьшением давления. Здесь надо заметить, что измеренные проводимости σ расплава V_2O_5 под воздействием P_{O_2} в основном надо отнести к жидкой фазе, поскольку известно, что влияние O_2 на σ при температурах выше комнатной практически несущественно [11, 12, 20, 21].

В то же время из рассмотрения кривых температурной зависимости сопротивления R (рис. 2) при многократном прохождении температуры плавления $T_{пл}$ расплава V_2O_5 легко заметить необратимый рост этой кривой, тогда как в обычных условиях участок до $T_{пл}$ легко воспроизводится независимо от количества прохождений. Эти явления естественно связать с условиями термодинамического равновесия при данных T и P_{O_2} в системе $V-O$ и переходом структуры от мелкокристаллической и полукристаллической к аморфной с большей склонностью к стеклованию [21]. Теми же причинами, видимо, можно объяснить и более крутой рост R с P_{O_2} при температурах выше $T_{пл}$ (рис. 3). В жидком же состоянии после достижения термодинамического равновесия даже длительная выдержка расплава V_2O_5 во времени не дает

заметного изменения R . Так, выдержка при температуре 870°C в течение 4,5 час дает на самописце типа Н372 прямую линию, свидетельствующую о постоянстве установившегося значения R .

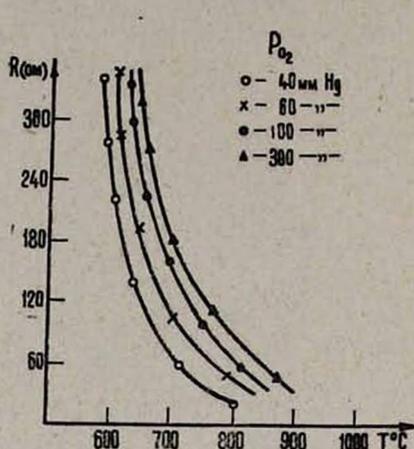


Рис. 3. Зависимость изобар сопротивления жидкой V_2O_5 от температуры.

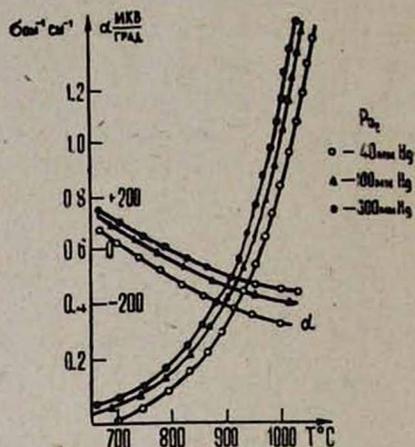


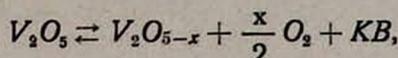
Рис. 4. Зависимость термоэдс α и проводимости σ от температуры при различных P_{O_2} в жидкой фазе.

Измерения термоэдс α расплава V_2O_5 при различных P_{O_2} дали почти параллельно расположенные кривые α (рис. 4). Измерения термоэдс и эффекта Холла расплава V_2O_5 выше 700°C свидетельствуют об электронной проводимости n -типа, что было показано ранее в работе [2] и нашло подтверждение в последующих работах [17, 21, 23], а в работе [24] были воспроизведены результаты и по реверсу знака α в жидкой фазе.

С целью проверки ранее сделанных предположений [16, 17] об изменении состава образца V_2O_5 по кислороду были проведены термогравиметрические измерения потери веса жидкой V_2O_5 при изменении давления при различных температурах от $T_{пл}$ до 1200 — 1300°C . Измерения в соответствии с работами Миллана [16] показали, что величина x соответствует потере веса, выражаемой формулой V_2O_{5-x} , где $x \sim (P_{O_2}, T)$. Для определения весовых потерь использовалась та же измерительная система. Образец помещался в постоянное магнитное поле и определялась магнитная восприимчивость, которая, оставаясь в области плавления не зависящей от T , после плавления резко возрастала по абсолютной величине и в районе 800°C переходила из диамагнитного состояния в парамагнитное [24, 25].

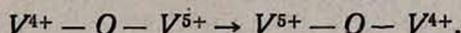
Согласно полученным нами данным электропроводность σ изменяется обратно пропорционально парциальному давлению кислорода P_{O_2} при постоянной температуре, $\sigma \sim P_{O_2}^{-m}$, что является независимым подтверждением электронного характера проводимости σ расплава V_2O_5 [6]. Из рис. 1 и 3 следует более крутой подъем изобар при высоких

температурах, что соответствует показателю степени $m \approx 0,3$, тогда как при умеренных температурах (рис. 1) он меньше 0,2. Такой ход зависимости σ от P_{O_2} соответствует равновесной диссоциации жидкой пятиоксида ванадия



где KB — вакансии кислорода в решетке V_2O_5 . Каждый атом O_2 составляет два неспаренных электрона, которые при умеренных температурах могут захватываться вакансиями O_2 , а при высоких температурах более вероятно их взаимодействие с двумя ионами V^{5+} , в результате чего образуются два иона V^{4+} [21]. Применяя для первого случая закон действующих масс, легко найти константу равновесия $K = C_{V^{4+}}^2 \cdot 0,5 P_{O_2}$, где $C_{V^{4+}}$ есть концентрация ионов V^{5+} , которая считается ответственной за число носителей тока [12, 21]; тогда $\sigma \sim P_{O_2}^{1/6}$. Аналогично для второго случая $\sigma \sim P_{O_2}^{-0,25}$ [6, 12, 21]. Полученные выражения находятся в неплохом согласии с экспериментом.

Механизм проводимости в V_2O_5 окончательно не установлен [12, 21—23], но для жидкого состояния, видимо, можно думать, что он осуществляется путем перехода электронов между "разновалентными" ионами V^{4+} и V^{5+} [21]. На присутствие V^{4+} в расплаве V_2O_5 указывают данные магнитных измерений, данные ЭПР (которые позволяют определить концентрацию $C_{V^{4+}}$), данные по диссоциации V_2O_5 и др. [12, 21]. Известно, что даже в 100% ХЧ V_2O_5 при комнатной температуре наличие ионов V^{4+} соответствует формуле $V_2O_{4,9}$, а при возрастании температуры до 700°C отношение V^{4+}/V^{5+} достигает 0,03 [21]. Учитывая важную роль ионов V^{4+} в электропроводности расплава V_2O_5 , процесс проводимости формально можно представить в виде [21]



В заключение благодарю Ц. С. Дзвакерян за помощь в работе.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 5.VII.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. F. J. Morin. Bell Syst. Tech., 37, 1047 (1958).
2. Т. С. Золян. ФТТ, 6, 1520 (1964).
3. О. А. Есин, В. Л. Зявев. ЖНХ, 2, 1998 (1957).
4. В. А. Юрков. ЖЭТФ, 22, 223 (1952).
5. А. И. Манакоев и др. ДАН СССР, 142, 1124 (1962).
6. К. К. Хауфе. Реакции в твердых телах, Изд. ИЛ, М., 1962.
7. J. H. Vecker et al. J. Appl. Phys., 33, 447 (1962).
8. А. Г. Пономаренко, А. Н. Морозов, В. П. Каршин. Электрохимия, 1, 862 (1965).
9. H. G. Vachmann et al. Z. Kristallogr., 115, 110 (1961).
10. Р. П. Озеров. Успехи химии, 24, 951 (1955).
11. А. Н. Арсеньева, Б. М. Курчатова. ЖЭТФ, 4, 576 (1934).

12. В. А. Иоффе, И. Б. Патрика. ФТТ, 6, 3045 (1964).
13. G. Simard et al. Ind. Engn. Chem., 47, 1424 (1955).
14. W. Cameron et al. J. Phys. Chem., 57, 229 (1953).
15. R. Tilley, B. Hyde. J. Phys. Chem. Sol., 31, 1613 (1970).
16. E. F. Millan. J. Phys. Chem., 35, 1324 (1929).
17. D. A. Pantony, K. I. Vasi. J. Inorg. Nucl., Chem., 30, 423 (1968).
18. Т. С. Золян. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 432 (1972).
19. Г. Г. Гаспарян. Дипломная работа, ЕГУ, 1968.
20. J. Boros. Z. Phys., 26, 721 (1949).
21. T. Allersma et al. J. Chem. Phys., 46, 154 (1967).
22. А. В. Туркы et al. Z. Phys. Chem., 242, 305 (1969).
23. А. А. Виноградов, А. И. Шелых. ФТТ, 13, 3310 (1971).
24. В. Н. Мусыхин и др. Журнал неорг. материалов, 7, 99 (1971).
25. В. М. Глазов и др. Жидкие полупроводники, Изд. Наука, М., 1967.

ՀԵՂՈՒԿ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՁԻ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԿԱՐԳԱՎՈՐՈՒՄԸ

Տ. Ս. ԶՈԼՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ V_2O_5 տիպի կիսահաղորդչային օքսիդներում հնարավոր է էլեկտրական հատկությունների կարգավորումը թթվածնի պարցիալ ճնշման փոփոխմամբ: Պարզաբանված է, որ հալվածքի թերմոդինամիկական հավասարակշռությունը թթվածնի հետ խաղում է գերակշռող դեր հեղուկ ֆազայից պինդ ֆազային անցնելիս:

CONTROL OF ELECTRIC PROPERTIES OF A LIQUID SEMICONDUCTOR

T. S. ZOLYAN

It is shown that the electric properties in V_2O_5 type semiconductor oxides admit of the control by means of the variation of partial pressure of oxygen. The thermodynamic equilibrium of liquid V_2O_5 with oxygen is shown to play a dominant role in its transition to the solid phase.

ПИННИНГ ВИХРЕЙ В ДЖОЗЕФСОНОВСКОМ КОНТАКТЕ

Г. С. МКРТЧЯН

Рассмотрен контакт двух сверхпроводников, в котором толщина диэлектрического зазора может меняться вдоль контакта. Рассчитаны энергия вихревой структуры и сила зацепления вихрей в таком контакте.

Структура вихревых образований в джозефсоновских переходах хорошо изучена [1]. Речь, однако, как правило, идет о переходах с идеально однородной шириной диэлектрического зазора. Неоднородность ширины этого зазора может привести к изменению ряда макроскопических характеристик контакта, например, его кривой намагничивания. Микроскопически учет такой неоднородности означает введение центров пиннинга — объектов, интенсивно изучаемых в теории смешанного состояния сверхпроводников. В настоящей работе исследуется влияние этой неоднородности на вихревую структуру в контакте.

Рассмотрим джозефсоновский контакт двух сверхпроводников, ограниченных плоскостями $y = \pm L$. Пусть плоскость контакта описывается уравнением $x = 0$. Внешнее магнитное поле H_0 будем считать направленным по оси z . Тогда, как известно, распределение фазы параметра порядка в контакте описывается уравнением

$$\delta^2 \frac{d^2 \varphi}{dy^2} = \sin \varphi \quad (1)$$

с граничными условиями [1]

$$\left. \frac{d\varphi}{dy} \right|_{y=\pm L} = \frac{2e(\lambda_1 + \lambda_2)}{c\hbar} H_0.$$

Здесь λ_1 и λ_2 — лондоновские глубины проникновения контактирующих сверхпроводников, $\delta^2 = \hbar c^2 / 8 \pi e (\lambda_1 + \lambda_2) j_c$, j_c — максимальная плотность туннельного тока через контакт, зависящая от толщины диэлектрического зазора между сверхпроводниками. Ниже рассматривается контакт, для которого $L \gg \delta$.

Решения (1) хорошо известны [1]. При полях, превышающих характерное поле H_{c1} ($H_{c1} = c\hbar / \pi^2 e (\lambda_1 + \lambda_2) \delta$ при $L \gg \delta$), уравнение (1) описывает вихревую структуру в контакте. Если в контакте имеется неоднородность, то как и в сверхпроводниках второго рода будет иметь место зацепление (пиннинг) вихрей за эту неоднородность. В результате критический ток, вызывающий неустойчивость вихрей, будет связан с характером и числом этих неоднородностей. Роль таких неоднородностей может играть, например, неодинаковая толщина диэлектрического зазора между сверхпроводниками. Это приведет к тому, что δ станет функцией координаты y , если толщина зазора ме-

няется в этом направлении. Если это изменение мало, то в общем случае $\delta(y)$ может быть записано в виде

$$\delta(y) = \delta_0 [1 + f(y)]^{-1/2}, \quad (2)$$

где $f(y)$ — произвольная функция, удовлетворяющая лишь условию

$$|f(y)| \ll 1. \quad (3)$$

В этом случае вместо (1) имеем следующее уравнение для фазы:

$$\delta_0^2 \frac{d^2 \varphi}{dy^2} = [1 + f(y)] \sin \varphi \quad (4)$$

с граничными условиями

$$\left. \frac{d\varphi}{dy} \right|_{y=\pm L} = \frac{2e(\lambda_1 + \lambda_2)}{c\hbar} H_0.$$

Перейдем для удобства к безразмерным переменным. За единицу длины примем величину δ_0 , а за единицу магнитного поля — $c\hbar/2e(\lambda_1 + \lambda_2)\delta_0$. При этом энергия контакта будет отнесена к величине $c^2\hbar^2/16\pi e^2 \cdot (\lambda_1 + \lambda_2)$. В этих переменных уравнение (4) примет вид

$$\begin{aligned} \varphi'' &= [1 + f(y)] \sin \varphi, \\ \varphi'|_{y=\pm L} &= H_0. \end{aligned} \quad (5)$$

Решение (5) будем искать в виде

$$\varphi = \varphi_0 + \varphi_1 + \varphi_2 + \dots, \quad (6)$$

где φ_0 — решение уравнения

$$\varphi_0'' = \sin \varphi_0 \quad (7)$$

с граничными условиями

$$\varphi_0'|_{y=\pm L} = H_0,$$

а $\varphi_1 \sim f$, $\varphi_2 \sim f^2$ и т. д.

Подставляя (6) в (5) и отбрасывая члены, имеющие малость порядка f^2 и выше, получаем для φ_1 уравнение

$$\varphi_1'' - \varphi_1 \cos \varphi_0 = f(y) \sin \varphi_0 \quad (8)$$

с граничными условиями

$$\varphi_1'|_{y=\pm L} = 0.$$

Энергия вихревой структуры в контакте, приходящаяся на единицу длины по оси z , записывается в виде [1]

$$\begin{aligned} G &= \int_{-L}^L \left\{ [1 + f(y)] (1 - \cos \varphi) + \frac{1}{2} (\varphi')^2 \right\} dy - \int_{-L}^L H H_0 dy, \\ H(y) &= \varphi'(y). \end{aligned} \quad (9)$$

Подставим сюда φ в виде (6). Используя уравнения (7) и (8) и отбрасывая члены, имеющие малость порядка f^2 и выше, получаем

$$G = \int_{-L}^L \left\{ 1 - \cos \varphi_0 + \frac{1}{2} (\varphi_0')^2 \right\} dy - \int_{-L}^L H_0 \varphi_0' dy + \int_{-L}^L f(y) [1 - \cos \varphi_0] dy. \quad (10)$$

Первые два слагаемых в (10) дают энергию вихревой структуры в однородном контакте. Третье слагаемое дает дополнительный вклад в энергию вихрей за счет неоднородности толщины контакта. Решение $\varphi_0(y, H_0, u)$ описывает периодическое (при $H_0 > H_{c1}$) магнитное поле $H = d\varphi/dy$ в контакте, причем период $u(H_0)$ определяется из условия

$$\frac{\partial G}{\partial u} = 0. \quad (11)$$

Из (10) и (11) легко видеть, что период функции $\varphi'(y)$ такой же, что и в однородном контакте, если полный размер области, в которой $f(y)$ заметно отлична от нуля, значительно меньше L . Таким образом, $\varphi_0(y, H_0, u(H_0))$ представляет собой распределение фазы в однородном контакте, которое хорошо исследовано [1-3]. В частности, в пределе $L \rightarrow \infty$ (который мы и будем рассматривать ниже) имеем:

а) при $H_0 = H_{c1}$

$$\varphi_0(y) = \text{arctg}(e^{y-y_0}); \quad (12)$$

б) при $H_0 \gg H_{c1}$

$$\varphi_0(y) = H_0 \cdot (y - y_0), \quad (13)$$

где y_0 — произвольная постоянная.

При подстановке в (10) выражения $\varphi_0(y - y_0, H_0)$ получаем, что первые два слагаемых в пределе $L \rightarrow \infty$ не зависят от y_0 . Зависимость от y_0 дает третье слагаемое. При этом y_0 задает смещение вихревой структуры относительно неоднородностей. В итоге с точностью до членов, не зависящих от y_0 , имеем

$$G = \int_{-\infty}^{\infty} f(y) [1 - \cos \varphi_0] dy. \quad (14)$$

Сила взаимодействия вихрей с неоднородностью имеет вид

$$g = -\frac{\partial G}{\partial y_0} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{df}{dy} \cos[\varphi_0(y - y_0)] dy. \quad (15)$$

Особый интерес представляет вычисление силы зацепления вихрей при сильных полях ($H_0 \gg H_{c1}$), когда в контакте имеется плотная вихревая структура. Подставляя (13) в (15), получаем

$$g = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{df}{dy} \cos [H_0 \cdot (y - y_0)] dy. \quad (16)$$

Рассмотрим для примера конкретную зависимость $f(y)$:

$$f(y) = \varepsilon [\theta(y) - \theta(y - a)], \quad (17)$$

где $\varepsilon \ll 1$, $a > 0$,

$$\theta(y) = \begin{cases} 0, & y < 0 \\ 1, & y > 0. \end{cases}$$

Для этой зависимости получаем

$$\begin{aligned} g(y_0) &= \varepsilon \{ \cos [H_0 y_0] - \cos [H_0 \cdot (a - y_0)] \} = \\ &= 2\varepsilon \sin \left[H_0 \cdot \left(y_0 - \frac{a}{2} \right) \right] \cos \left(\frac{H_0 a}{2} \right). \end{aligned} \quad (18)$$

Величина силы $g(y_0)$ достигает максимума при значении

$$H_0 \cdot \left(y_0 - \frac{a}{2} \right) = \frac{\pi}{2},$$

который есть

$$|g|_{\max} = 2\varepsilon \left| \cos \left(\frac{H_0 a}{2} \right) \right|,$$

или в размерных единицах

$$|g|_{\max} = 2\varepsilon \frac{c^2 h^2}{16 \pi e^2 (\lambda_1 + \lambda_2) \delta_0^2} \left| \cos \left[\frac{\pi H_0}{\Phi_0} (\lambda_1 + \lambda_2) a \right] \right|. \quad (19)$$

Как следует из (19), $|g|_{\max}$ является периодической функцией внешнего поля H_0 с периодом, равным $\Phi_0 / [(\lambda_1 + \lambda_2) a]$. Отсюда следует, что и критический ток, при котором развивается вихревая неустойчивость в контакте, будет осциллирующей функцией внешнего магнитного поля.

Конечно, зависимость $|g|_{\max}$ от внешнего магнитного поля определяется выбором функции $f(y)$. С другой стороны, по известной экспериментальной зависимости $|g|_{\max}(H_0)$ можно на основании (16) судить о виде $f(y)$, т. е. о характере неоднородностей в контакте.

Автор благодарит В. В. Шмидта за полезные обсуждения.

Институт физических исследований
АН АрмССР

Поступила 20.I.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. И. О. Кулик, И. К. Янсон. Эффект Джозефсона в сверхпроводящих туннельных структурах, Изд. Наука, М., 1970.
2. П. Де Жен. Сверхпроводимость металлов и сплавов, Изд. Мир, М., 1968.
3. Г. Ф. Жарков. ЖЭТФ, 71, 1951 (1976).

ՄՐՐԻԿՆԵՐԻ ԿԱՌՉՈՒՄԸ ՋՈՋԵՖՍՈՆԻ ՄԻԱՑՈՒՄՈՒՄ

Գ. Ս. ՄԿՐՏՉՅԱՆ

Աշխատանքում դիտված է երկու գերհաղորդիչների միացում, որում դիէլեկտրիկ ճեղքի հաստությունը կարող է փոփոխվել միացումի երկարությամբ: Հաշվված է մրրկային սարուկտուրայի էներգիան և մրրկային կառման ուժը տվյալ միացումում:

VORTEX PINNING IN THE JOSEPHSON CONTACT

G. S. MKRTCHYAN

In this work the contact of two superconductors, in which the length of the dielectric interlayer can be changed along the contact, is considered. In such a contact the energy of a vortex structure and pinning power of the vortex is calculated.

МНОГОСЛОЙНАЯ МОДЕЛЬ ОКОЛОЗЕМНОГО КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА С УЧЕТОМ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

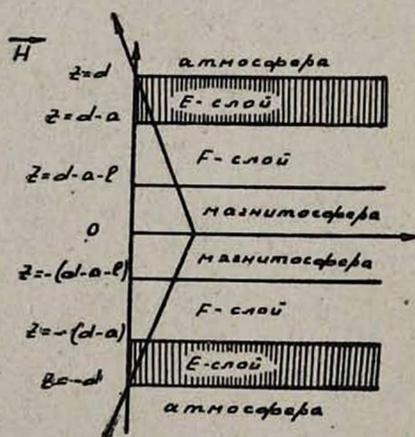
Ю. С. ВАРДАНЯН

С учетом горизонтальной составляющей магнитного поля Земли изучается электродинамическое состояние многослойной системы околоземного пространства, зависящее от характера мелкомасштабного движения нейтрального газа в E -слое ионосферы.

В работе [1] была предложена многослойная модель околоземного космического пространства, включающая атмосферу, слои E и F ионосферы и магнитосферу. В рамках этой модели рассматривалось влияние продольных токов, порождаемых движением нейтрального газа на высоте слоя E , на структуру F -слоя. Однако результаты расчета сопоставимы с экспериментом только по порядку величины, поскольку силовые линии магнитного поля изображались вертикальными прямыми.

В настоящей работе с учетом горизонтальной составляющей магнитного поля Земли изучается электродинамическое состояние многослойной системы околоземного пространства, зависящее от характера мелкомасштабного движения нейтрального газа в E -слое ионосферы. При этом учитываются сила тяжести заряженных компонент и изменение концентрации нейтральных и заряженных частиц с высотой в F -слое.

Пусть слой бесконечно-проводящей плазмы — магнитосфера — расположена между поверхностями $z = \pm (d - a - l)$ и соприкасается со слабоионизированным газом — ионосферой, заполняющей промежуток $d - a - l \leq |z| \leq d$. Плоскости $z = \pm d$ представляют собой границу между слабоионизированным и нейтральным, непроводящим газом, окружающим систему. E - и F -ионосферные слои отделяются плоскостями $z = \pm (d - a)$ (см. рисунок).



Если имеется магнитное поле вида $H = \{-\operatorname{sgn} z H_x, 0, H_z\}$, схематически представляющее собой дипольное поле, то благодаря явлению динамо горизонтальные движения нейтрального газа в E -слое

приведут к появлению электрических полей и токов, текущих по электропроводящим слоям системы.

Из линеаризованных уравнений стационарного движения ионов и электронов, где определяющим фактором является взаимодействие с нейтралами, при использовании уравнения непрерывности $\text{div } \mathbf{j} = 0$ для потенциала ψ соответственно в E - и F -слоях получим следующие уравнения:

$$\psi''_{1xx} + \frac{m^2}{\lambda_l \lambda_e} \psi''_{1yy} + m^2 \psi''_{1zz} - \text{sgn } z \cdot 2 m \psi''_{1zx} = \Lambda \frac{m^2}{\lambda_l \lambda_e} \frac{H_z}{c} \text{rot}_z W_n, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \psi''_{2xx} + \frac{m^2}{\lambda_l \lambda_e} \psi''_{2yy} + m^2 \psi''_{2zz} - \text{sgn } z \cdot 2 m \psi''_{2zx} - \\ & - (\text{sgn } z \cdot m^2/H_n - m^2 N'_z/N) \psi'_{2z} + m (1/H_n - \text{sgn } z \cdot N'_z/N) \psi'_{2x} = \quad (2) \\ & = -g \frac{H_z}{c} \left[\left(\frac{1}{\gamma_{ln}} - \frac{1}{\gamma_{en}} \right) (1/H_n - \text{sgn } z N'_z/N) \right] \frac{m^2}{\lambda_l + \lambda_e}, \end{aligned}$$

где в E -слое $\lambda_{l,e} = \frac{eH_z}{m_{l,e} c \gamma_{l,e,n}}$ — постоянные величины, в F -слое

$\lambda_{l,e} = \frac{eH_z}{m_{l,e} \gamma_{l,e,0}} \exp [1/H_n (d - |z|)]$, W_n — скорость нейтралов, $m = H_z/H_x$, $H_n = kT/m_n g$.

Случай антивращения. Когда движение нейтрального газа в торцах ячейки (соответствующее движению нейтралов в E -слое северного и южного полушарий) противоположно, для потенциала электрического поля ψ_2 имеем следующие граничные условия: $\psi_2 = 0$ при $z = \pm (d - a - l)$ на границе F -слоя ионосферы и магнитосферы, $\psi_1 = \psi_2$ и $j_z^E = j_z^F$ при $z = \pm (d - a)$ на границе между E - и F -ионосферными слоями и $j_z^E = 0$ при $z = \pm d$ на границе ионосферы и атмосферы [1].

Случай ковращения. Когда движение нейтрального газа в торцах ячейки одинаково, для потенциала электрического поля ψ имеем следующие граничные условия: $j_z^F = 0$ при $z = \pm (d - a - l)$ на границе F -слоя ионосферы и магнитосферы, $\psi_1 = \psi_2$ и $j_z^E = j_z^F$ при $z = \pm (d - a)$ на границе между E - и F -слоями ионосферы и $j_z^E = 0$ при $z = \pm d$ на границе ионосферы и атмосферы [1].

Решениями уравнений (1) и (2) для $W_n = \left\{ \Lambda \frac{W_0}{k_1} \sin k_1 x \cdot \sin k_2 y, \right.$
 $\left. \Lambda \frac{W_0}{k_2} \cos k_1 x \cdot \cos k_2 y \right\}$ — фурье-разложений W_{nx} и W_{ny} по координатам x и y , удовлетворяющих уравнению $\text{div } W_n = 0$, при концентрациях $N_n = N_0 \exp [-(1/H_n) (d - |z|)]$ и $N = N'_0 \exp [-(1/H_n^0) (d - |z|)]$ соответственно нейтральных и заряженных частиц в F -слое будут

$$\begin{aligned} \psi_1 = \Lambda [& [A_1 \Phi_1(t) + A_2 \Phi_2(t) + A_3 \Phi_3(t) + A_4 \Phi_4(t) + L] F_1 + [-A_6 \Phi_1(t) + \\ & + A_5 \Phi_2(t) - A_8 \Phi_3(t) + A_7 \Phi_4(t)] F_2 + [A_5 \Phi_1(t) + A_6 \Phi_2(t) + A_7 \Phi_3(t) + \\ & + A_8 \Phi_4(t)] F_3 + [-A_2 \Phi_1(t) + A_1 \Phi_2(t) - A_4 \Phi_3(t) + A_3 \Phi_4(t)] F_4, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \psi_2 = & [B_1\Phi_1'(t) + B_2\Phi_2'(t) + B_3\Phi_3'(t) + B_4\Phi_4'(t)]F_1 + \\ & + [-B_6\Phi_1'(t) + B_5\Phi_2'(t) - B_8\Phi_3'(t) + B_7\Phi_4'(t)]F_2 + [B_5\Phi_1'(t) + \\ & + B_6\Phi_2'(t) + B_7\Phi_3'(t) + B_8\Phi_4'(t)]F_3 + [-B_2\Phi_1'(t) + B_1\Phi_2'(t) - \\ & - B_4\Phi_3'(t) + B_3\Phi_4'(t)]F_4 + \bar{\psi}_2, \end{aligned}$$

где

$$\Lambda = \begin{cases} 1 & \text{для ковращения} \\ -\operatorname{sgn} z & \text{для антивращения.} \end{cases}$$

Здесь использованы следующие обозначения:

$$\Phi_1(t) = \sin vt, \quad \Phi_2(t) = \cos vt, \quad \Phi_1(t) = \Phi_3(t),$$

$$\Phi_2(t) = \Phi_4(t), \quad v = k_1/m, \quad t = d - |z|,$$

$$F_1 = \sin k_1x \cos k_2y, \quad F_2 = \cos k_1x \cos k_2y,$$

$$F_3 = \sin k_1x \sin k_2y, \quad F_4 = \cos k_1x \cos k_2y,$$

$$\Phi_1' = \Phi_1(t) e^{-ut}, \quad \Phi_2'(t) = \Phi_2(t) e^{-ut}, \quad \Phi_3'(t) = \Phi_3(t),$$

$$\Phi_4'(t) = \Phi_4(t), \quad u = (1/H_n + 1/H_n^0), \quad L = \frac{H_z}{c} \frac{m}{\lambda_l \lambda_e} \frac{W_0}{k_1 k_2} (k^2 m + k_l^{-2}),$$

$$\bar{\psi}_2 = C_1^{(2)} e^{|z|/H_n} + C_2^{(2)} + g \frac{H_z}{c} \left(\frac{1}{\gamma_{i0}} - \frac{1}{\gamma_{e0}} \right) \frac{|z|}{(\alpha_1 + \gamma)},$$

$$\alpha_1 = \frac{eH_z}{m_i c} \cdot \frac{1}{\gamma_{i0}}, \quad \gamma = \frac{eH_z}{m_e c} \cdot \frac{1}{\gamma_{e0}};$$

$\bar{\psi}_2$ — потенциал фона, возникающий вследствие ускорения [силы тяжести. Постоянные A_l и B_l определяются из соответствующих граничных условий, а коэффициенты потенциала фона (поля, соответствующего $W_n = 0$) — из условий непрерывности потенциала и нормального тока на границах раздела*.

Компоненты тока $\mathbf{j} = eN(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e)$, выраженные через потенциалы ψ_1 и ψ_2 , имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} j_x^E \cdot \frac{H_z}{eNc} = & (\lambda_l + \lambda_e) [-m^{-2} \psi'_{1x} + (\lambda_e - \lambda_l) (\lambda_l \lambda_e)^{-2} \psi'_{1y} + \\ & + \Lambda (H_z/c) (\lambda_e - \lambda_l) (\lambda_l \lambda_e)^{-2} W_x + \Lambda (H_z/c) (\lambda_l \lambda_e)^{-1} W_y + \operatorname{sgn} z m^{-1} \psi'_{1z}], \end{aligned}$$

$$j_y^E \cdot \frac{H_z}{eNc} = (\lambda_l + \lambda_e) [(\lambda_l - \lambda_e) (\lambda_l \lambda_e)^{-2} \psi'_{1x} - (\lambda_l \lambda_e)^{-1} \psi'_{1y} - \operatorname{sgn} z \cdot$$

$$\cdot (\lambda_e - \lambda_l) (\lambda_l \lambda_e)^{-2} m^{-1} \psi'_{1z} - \Lambda (H_z/c) (\lambda_l \lambda_e)^{-1} W_x + \Lambda (H_z/c) (\lambda_e - \lambda_l) (\lambda_l \lambda_e)^{-2} W_y],$$

$$\begin{aligned} j_z^E \cdot \frac{H_z}{eNc} = & (\lambda_l + \lambda_e) [(\operatorname{sgn} z/m) \psi'_{1x} - \operatorname{sgn} z (\lambda_e - \lambda_l) (\lambda_l \lambda_e)^{-2} m^{-1} \psi'_{1y} - \\ & - \psi'_{1z} - \Lambda \operatorname{sgn} z (\lambda_l - \lambda_e) (\lambda_l \lambda_e)^{-2} m^{-1} (H_z/c) W_x + \Lambda \operatorname{sgn} z \frac{m}{\lambda_l \lambda_e} (H_z/c) W_y], \end{aligned}$$

* Мы полагаем $\psi = 0$ на плоскости $z = 0$.

$$j_x^f \cdot \frac{H_z}{eNc} = (\lambda_i + \lambda_e) [-m^{-2} \psi'_{2x} + (\lambda_e - \lambda_i) (\lambda_i \lambda_e)^{-2} \psi'_{2y} + \text{sgn } z m^{-2} \psi'_{2z}] - (g/em) (m_i \lambda_i - m_e \lambda_e),$$

$$j_y^f \cdot \frac{H_z}{eNc} = (\lambda_i + \lambda_e) [(\lambda_i - \lambda_e) (\lambda_i \lambda_e)^{-2} \psi'_{2x} - (\lambda_i \lambda_e)^{-1} \psi'_{2y} - \text{sgn } z (\lambda_e - \lambda_i) (\lambda_i \lambda_e)^{-2} m^{-1} \psi'_{2z}] - (g/em) (m_i + m_e),$$

$$j_z^f \cdot \frac{H_z}{eNc} = (\lambda_i + \lambda_e) [(\text{sgn } z/m) \psi'_{2x} - \text{sgn } z (\lambda_i - \lambda_e) (\lambda_i \lambda_e)^{-2} m^{-1} \psi'_{2y} - \psi'_{2z}] + \text{sgn } z (g/e) (m_i \lambda_i - m_e \lambda_e).$$

Известно, что ионосферные токи, определяемые физическими параметрами ионосферы, в свою очередь влияют на величину последних. Плотности возмущения концентраций заряженных частиц n_i и n_e в E - и F -слоях ищем из уравнений

$$\text{div } N \mathbf{v}_i = -\alpha (n_i + n_e), \quad -\Delta \psi_1 = 4\pi e (n_i - n_e)$$

и

$$\text{div } N \mathbf{v}_e = q - \alpha_r N N_n, \quad -\Delta \psi_2 = 4\pi e (n_i - n_e).$$

Здесь α — коэффициент рекомбинации положительных ионов в E -слое, α_r , N_n и q — соответственно коэффициент прилипания электронов к нейтральным молекулам, плотность нейтральных молекул и чепменовское распределение скорости ионизации в F -слое. Заметим, что для слоя F — слоя, в котором преобладающим процессом является диссоциативная рекомбинация, квадратичная зависимость от концентраций в уравнении сохранения числа частиц, имеющая место в E -слое, должна быть заменена линейной зависимостью.

В E -слое имеем

$$n_{i,e} = -1/2 \left\{ \left(-\frac{1}{\alpha} \frac{c}{H_z} m^{-2} \lambda_i \pm \frac{1}{4\pi e} \right) \psi_{1xx}^* + \left(-\frac{1}{\alpha} \frac{c}{H_z} \lambda_i^{-1} \pm \frac{1}{4\pi e} \right) \psi_{1yy}^* + \left(-\frac{1}{\alpha} \frac{c}{H_z} \lambda_i \pm \frac{1}{4\pi e} \right) \psi_{1zz}^* + \frac{c}{H_z} \frac{1}{\alpha} \frac{2}{m} \lambda_i \text{sgn } z \psi_{1zx}^* - \text{sgn } z \frac{1}{\alpha} \lambda_i^{-1} \text{rot } z \mathbf{W}_n \right\},$$

а в F -слое —

$$n_i = \left(\frac{1}{\alpha_r N_n} \frac{c}{H_z} m^{-2} \lambda_i - \frac{1}{4\pi e} \right) \psi_{2xx}^* + \left(\frac{1}{\alpha_r N_n} \frac{c}{H_z} \lambda_i^{-1} - \frac{1}{4\pi e} \right) \psi_{2yy}^* + \left(\frac{1}{\alpha_r N_n} \frac{c}{H_z} \lambda_i - \frac{1}{4\pi e} \right) \psi_{2zz}^* - \frac{c}{H_z} \frac{1}{\alpha_r N_n} \times \\ \times [\text{sgn } z (2/m) \lambda_i \psi_{2zx}^* + \text{sgn } z \lambda_i u \psi_{2z}^* - \lambda_i m^{-1} u \psi_{2x}^*] - \frac{1}{\alpha_r N_n} g \frac{H_z}{c} \left(\frac{1}{\gamma_{in}} - \frac{1}{\gamma_{en}} \right) u,$$

$$n_e = \left(\frac{1}{a_r N_n} \frac{c}{H_z} m^{-2} \lambda_l \right) \psi_{2xx}^* + \frac{1}{a_r N_n} \frac{c}{H_z} \lambda_l \psi_{2yy}^* + \frac{1}{a_r N_n} \frac{c}{H_z} \lambda_l \psi_{2zz}^* - \\ - \frac{c}{H_z} \frac{1}{a_r N_n} [\operatorname{sgn} z \cdot (2/m) \lambda_l \psi_{2zx}^* + \operatorname{sgn} z \cdot \lambda_l u \psi_{2z}^* - \lambda_l m^{-1} u \psi_{2xz}^*] - \\ - \frac{1}{a_r N_n} g \frac{H_z}{c} \left(\frac{1}{\gamma_{in}} - \frac{1}{\gamma_{en}} \right) u.$$

Вертикальный ток в магнитосфере при антивращении есть

$$j_z^M = \left(-A' \sin \frac{k_1 |z|}{m} - B' \cos \frac{k_1 |z|}{m} \right) F_1 + \\ + \left(A'' \cos \frac{k_1 |z|}{m} - B'' \sin \frac{k_1 |z|}{m} \right) F_2 + \left(-A'' \sin \frac{k_1 |z|}{m} - \right. \\ \left. - B'' \cos \frac{k_1 |z|}{m} \right) F_3 + \left(A' \cos \frac{k_1 |z|}{m} + B' \sin \frac{k_1 |z|}{m} \right) F_4.$$

Таким образом, нами рассчитаны ионосферные и магнитосферные токи, электрические поля и возмущения концентраций заряженных частиц, возникающие при мелкомасштабных движениях нейтрального газа в ионосфере*. Для расчета использовалась многослойная модель околоземного пространства, в которой из-за малости характерного размера изучаемого явления ионосферы обоих полушарий и магнитосферы изображаются плоскими слоями с соответствующими электродинамическими свойствами. При этом рассматривалось магнитное поле, имеющее как вертикальную, так и горизонтальную составляющие. Это позволяет распространить результаты [1] на более низкие широты.

Найдем численные значения физических величин при реальных параметрах ионосферы. Пусть $d = 4 \cdot 10^4$ км, что соответствует расстоянию по силовой линии между сопряженными точками на широтах 50° , размер ячейки (ячейку считаем квадратной) — $l = 200$ км, амплитуда скорости ветра $W_0/k = 200$ м/сек. Ионная и нейтральная компоненты в E - и F -слоях состоят соответственно из O_2^+ , O_2 и O^+ , O . Температура нейтралов T_n принимается 1000°K в F -слое. Аппроксимируя экспериментальную кривую для концентраций заряженных частиц в F -слое формулой [5] $N = N_0' \exp [m(d - |z|)]^{**}$, рассчитаем поля, токи и возмущения плотности заряженных частиц в условиях, соответствующих дневным, при максимальной солнечной активности: толщина E -слоя $a = 20$ км, F -слоя $l = 400$ км, частоты столкновений $\gamma_{eo} = 3 \cdot 10^4 \text{ сек}^{-1}$, $\gamma_{io} = 10^4 \text{ сек}^{-1}$ в E -слое и $\gamma_{eo} = 10^4 \text{ сек}^{-1}$, $\gamma_{io} = 2 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}$ в F -слое, концентрации заряженных частиц $N_0^E = 10^5$, $N_0^F = 4 \cdot 10^5$,

* Такие движения могут быть вызваны неравномерным нагревом атмосферы, при котором возникают образования типа бенаровских ячеек [3, 4].

** Для получения более точных результатов следует ионосферу делить на несколько слоев с различными показателями экспоненты и решить ее.

$$q_0 = 10^2 \text{ см}^{-3}/\text{сек}, a_r = 10^{-13} \text{ см}^3/\text{сек}, N_0^F \text{ нейтр.} = 4 \cdot 10^{10} \text{ ат}/\text{см}^3, \\ a = 10^{-7} \text{ см}^3/\text{сек}, 1/H_n^0 = 10^{-6} \text{ см}^{-1} \text{ в } F\text{-слое}, m = 4.$$

При этих условиях получаем: $j_x^E = 10^{-9}$, $j_y^E = 3,5 \cdot 10^{-9}$, $j_z^E = 10^{-12}$ а/см²; $E_x^E = 10^{-8}$, $E_y^E = 10^{-8}$, $E_z^E = 4,3 \cdot 10^{-7}$ в/см и $j_x^F = 10^{-8}$, $j_y^F = 1,2 \cdot 10^{-8}$, $j_z^F = 10^{-10}$ а/см²; $E_x^F = 10^{-8}$, $E_y^F = 10^{-8}$, $E_z^F = 2,3 \cdot 10^{-8}$ в/см.

Плотности возмущений концентраций заряженных частиц есть $n_i^E = 10^4$, $n_e^E = 10^4$ и $n_i^F = 10^3$, $n_e^F = 10^3 \text{ см}^{-3}$.

При тех же параметрах в условиях ковращения имеем: $j_x^E = 10^{-10}$, $j_y^E = 10^{-10}$, $j_z^E = 10^{-11}$ а/см²; $E_x^E = 10^{-10}$, $E_y^E = 10^{-8}$, $E_z^E = 10^{-8}$ в/см и $j_x^F = 10^{-9}$, $j_y^F = 10^{-8}$, $j_z^F = 10^{-10}$ а/см²; $E_x^F = 10^{-9}$, $E_y^F = 10^{-9}$, $E_z^F = 10^{-10}$ в/см; $n_i^E = 10^3$, $n_e^E = 10^3$ и $n_i^F = 10^2$, $n_e^F = 10^2 \text{ см}^{-3}$.

Автор выражает благодарность Б. А. Тверскому за обсуждение результатов.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 8.XII.1976

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ю. С. Варданян. Геомагнетизм и аэрономия, 3, 518 (1973).
2. Л. М. Алексеева, Ю. С. Варданян, Б. А. Тверской. Геомагнетизм и аэрономия, 3, 437 (1969).
3. S. Chandrasekhar. Proc. Roy. Soc., 217A, 306 (1953).
4. И. Е. Тамм. Изв. АН СССР, сер. физ., 8, 30 (1944).
5. Околоземное космическое пространство. Справочные данные, Изд. Мир, 1966.

ՄԵՐՁԵՐԿՐՅԱ ԿՈՍՄՈՍԻՍԿԱԿԱՆ ՏԱՐԱԾՈՒԹՅԱՆ ԲԱԶՄԱՇԵՐԻՏ
ՄՈՒԿԵԼ, ՀԱՇՎԻ ԱՌՆԵԼՈՎ ՄԱԳՆԻՍՏԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ
ՀՈՐԻԶՈՆԱԿԱՆ ԲԱՂԱԿՐԻԶԸ

ՅԱ. Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Աշխատանքում ուսումնասիրվում է մերձերկրյա տարածության բազմաշերտ սիստեմի էլեկտրադինամիկական վիճակը՝ կախված իոնոսֆերայի E-շերտի շեղումից դադի մանրաշաղթ քնույթից: Ուսումնասիրությունը կատարվում է հաշվի առնելով Երկրի մագնիսական դաշտի հորիզոնական բաղադրիչը:

MULTILAYER MODEL OF CIRCUMTERRANEOUS SPACE
WITH DUE REGARD FOR HORIZONTAL COMPONENT
OF MAGNETIC FIELD

Yu. S. VARDANYAN

Electrodynamic state of multilayer model of circumterrestrial space with due regard for the horizontal component of the terrestrial magnetic field is studied depending on the small-scale movement of a neutral gas in the E-layer of ionosphere.

К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОСТИ УДВОЕНИЯ ЭНЕРГИИ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ

Л. М. МОВСИЯН

Рассмотрен один из методов повышения энергии линейных ускорителей с применением высокодобротных связанных резонаторов. Метод отличается своей простотой и экономичностью.

Для увеличения прироста энергии в линейных ускорителях в последнее время в Стэнфордском линейном ускорительном центре был предложен ряд методов. Методы применения сверхпроводящих ускоряющих секций [1] и рециркуляция пучка [2] после детального исследования не нашли применения на SLAC из-за технических и экономических трудностей. Ясно, что повышая мощность клистронов можно увеличить прирост энергии. Так, для удвоения энергии пучка Стэнфордского линейного ускорителя необходимо от существующих 30 и 40 *Мвт* клистронов перейти к клистронам мощностью 100 *Мвт*. Создание таких клистронов и модуляторов требует дальнейших исследований и больших капиталовложений.

Так как энергия ускорителя определяется пиковой входной ВЧ мощностью, то прирост энергии можно увеличить путем изменения пикового значения ВЧ мощности внутри ВЧ импульса, не изменяя средней входной мощности. Поиски привели к методу SLED [3]. Сущность этого метода заключается в том, что с применением высокодобротных связанных резонаторов удается повысить пиковую мощность в импульсе. Это достигается перебросом в определенный момент времени фазы на 180° внутри импульса.

Исходным уравнением является баланс мощности

$$P_k = P_L + P_c + \frac{dW_c}{dt}, \quad (1)$$

где P_k — мгновенная мощность, P_L — мощность, подаваемая на нагрузку в случае применения высокодобротных связанных резонаторов, P_c — мощность потерь в резонаторе, W_c — накопленная за время t энергия в резонаторе.

Учитывая, что $P_c = \omega W_c / Q_0$, и считая, что мощность пропорциональна квадрату напряженности поля ($P = kE^2$), преобразуем уравнение (1) к виду

$$E_k^2 = (E_c + E_k)^2 + \frac{E_c^2}{\beta} + \frac{2Q_0}{\omega\beta} E_c \frac{dE_c}{dt}, \quad (2)$$

где β является коэффициентом связи и определяется так $kE_c^2 = \beta P_c$.
Введя время заполнения резонатора

$$T_c = \frac{2Q_L}{\omega} = \frac{2Q_0}{\omega(1+\beta)},$$

уравнение (2) можно преобразовать к виду

$$T_c \frac{dE_e}{dt} + E_e = -\alpha E_k, \quad (3)$$

где

$$\alpha = \frac{2\beta}{1+\beta}.$$

Нормируя поле генератора к единице, представим его в виде

$$E_k = \begin{cases} -1 & \text{при } 0 \leq t \leq t_1, \\ +1 & \text{при } t_1 \leq t \leq t_2, \\ 0 & \text{при } t \geq t_2, \end{cases} \quad (4)$$

где t_2 — ширина ВЧ импульса, а t_1 — момент переброса фазы на 180° .

Решение уравнения (3) для каждой из областей есть

$$E_e = \begin{cases} \alpha(1 - e^{-\frac{t}{T_c}}) & \text{при } 0 \leq t \leq t_1, \\ \alpha[(2 - e^{-\frac{t_1}{T_c}})e^{-\frac{t-t_1}{T_c}} - 1] & \text{при } t_1 \leq t \leq t_2, \\ \alpha[(2 - e^{-\frac{t_1}{T_c}})e^{-\frac{t_2-t_1}{T_c}} - 1]e^{-\frac{t-t_2}{T_c}} & \text{при } t \geq t_2. \end{cases} \quad (5)$$

Поле нагружающего ускоряющего волновода представляет собой суперпозицию полей E_e и E_k .

Как и в работе [3], поле бегущей волны в ускоряющем волноводе с постоянным градиентом задается так: $E(z, t) = E(0, t - \Delta t)$, где Δt — промежуток времени, за который поле от начала волновода ($z=0$) распространяется до данной точки z :

$$\Delta t(z') = \int_0^z \frac{dz}{v_\phi(z)} = T_a \frac{\ln(1-gz')}{\ln(1-g)}, \quad (6)$$

где $z' = z/L$ — приведенная координата, L — длина волновода, $v_\phi(z)$ — фазовая скорость волны, T_a — время заполнения волновода. Здесь учтено, что для SLAC

$$v_\phi(z) = v_\phi \left(1 - g \frac{z}{L}\right) = v_\phi(1 - gz'),$$

$$T_a = \frac{L}{gv_\phi \ln(1-g)}.$$

В результате для поля получаем

$$E(z, t) = \begin{cases} -ae^{-\frac{t}{T_c}} f(z') + (a-1) & \text{при } 0 \leq t \leq t_1, \\ \alpha(2 - e^{-\frac{t_1}{T_c}} e^{-\frac{t-t_1}{T_c}} f(z') - (a-1)) & \text{при } t_1 \leq t \leq t_2, \\ \alpha[(2 - e^{-\frac{t_1}{T_c}} e^{-\frac{t_2-t_1}{T_c}} - 1) e^{-\frac{t-t_2}{T_c}} f(z')] & \text{при } t \geq t_2, \end{cases} \quad (7)$$

где

$$f(z') = (1 - gz')^\nu, \quad \nu = \frac{T_a}{T_c \ln(1-g)}.$$

При распространении вдоль ускоряющего волновода это поле претерпевает разрыв в точках, соответствующих временам t_1 и t_2 . Координаты этих точек определяются разрешением уравнения (6) относительно z' :

$$z'_d = \frac{1}{g} \left[1 - (1-g)^{\frac{t-t_d}{T_a}} \right]. \quad (8)$$

Интеграл от выражения (7) представляет собой прирост энергии.

Введем обозначения:

$$F_1(z'_d) = \int_0^{z'_d} f(z') dz' = \frac{1 - (1-gz'_d)^{1+\nu}}{g(1+\nu)},$$

$$F_2(z'_d) = \int_{z'_d}^1 f(z') dz' = \frac{(1-gz'_d)^{1+\nu} - (1-g)^{1+\nu}}{g(1+\nu)},$$

$$F_3(z'_d) = \int_{z'_{d_1}}^{z'_d} f(z') dz' = \frac{(1-gz'_d)^{1+\nu} - (1-gz'_{d_1})^{1+\nu}}{g(1+\nu)}.$$

Учитывая непрерывность поля, для прироста энергии получаем следующие выражения:

$$1) 0 \leq t \leq T_a, \quad V_1 = -ae^{-\frac{t}{T_c}} F_1(z'_{d_1}) + (a-1)z'_{d_1};$$

$$2) T_a \leq t \leq t_1, \quad V_2 = -ae^{-\frac{t}{T_c}} F_1(1) + (a-1);$$

3) $t_1 \leq t \leq t_2$; здесь необходимо рассмотреть два случая (из выражения полей видно, что чем больше t_1 , тем усиление пиковой мощности больше):

$$t_1 \leq t \leq t_1 + T_a,$$

$$V_2 = -\alpha e^{-\frac{t}{T_c}} F_2(z_{d1}) + (\alpha - 1)(1 - z_{d1}) + \alpha(2 - e^{-\frac{t_1}{T_c}}) \times \\ \times e^{-\frac{t-t_1}{T_c}} F_1(z_{d1}) - (\alpha - 1)z_{d1};$$

$$t_1 + T_a \leq t \leq t_2,$$

$$V_4 = \alpha(2 - e^{-\frac{t_1}{T_c}}) e^{-\frac{t-t_1}{T_c}} F_1(1) - (\alpha - 1);$$

$$4) t_2 - t_1 < T_a \text{ при } t_1 \leq t \leq t_1 + T_a,$$

$$V_5 = \alpha[(2 - e^{-\frac{t_1}{T_c}}) e^{-\frac{t_2-t_1}{T_c}} - 1] e^{-\frac{t-t_1}{T_c}} F_2(z_{d2}) + \\ + \alpha(2 - e^{-\frac{t_1}{T_c}}) e^{-\frac{t-t_1}{T_c}} F_3(z_{d1}) - (\alpha - 1)(z_{d2} - z_{d1}) - \\ - \alpha e^{-\frac{t}{T_c}} F_2(z_{d1}) + (\alpha - 1)(1 - z_{d1});$$

$$5) t_2 \leq t \leq t_2 + T_a,$$

$$V_6 = \alpha[(2 - e^{-\frac{t_1}{T_c}}) e^{-\frac{t_2-t_1}{T_c}} - 1] e^{-\frac{t-t_2}{T_c}} F_1(z_{d2}) + \\ + \alpha(2 - e^{-\frac{t_1}{T_c}}) e^{-\frac{t-t_1}{T_c}} F_2(z_{d2}) - (\alpha - 1)(1 - z_{d2});$$

$$6) t \geq t_2 + T_a,$$

$$V_7 = \alpha[(2 - e^{-\frac{t_1}{T_c}}) e^{-\frac{t_2-t_1}{T_c}} - 1] e^{-\frac{t-t_2}{T_c}} F_1(1).$$

Из этих выражений видно, что V_2 и V_3 — монотонно возрастающие функции от времени. Прирост энергии после значения $t = t_1 + T_a$ является монотонно убывающей функцией. Максимальный прирост получается при $t = t_1 + T_a$; тогда $z'_{d1} = 1$ и

$$V_{\max} = M = \alpha(2 - e^{-\frac{t_1}{T_c}}) e^{-\frac{T_a}{T_c}} \frac{1 - (1-g)^{1+\nu}}{g(1+\nu)} - (\alpha - 1), \quad (9)$$

откуда видно, что M монотонно растет с ростом t_1 . Из этого следует, что при данной ширине импульса наибольшее t_1 соответствует $t_2 - t_1 = T_a$, или $t_1 = T_{\text{и}} - T_a$, где $T_{\text{и}}$ — ширина импульса.

Из результатов [3] следует, что максимальное значение M достигается при коэффициенте связи от 4 до 5. Ограничимся значением $\beta = 5$; при этом $\alpha = 1,67$. Для расчета возьмем параметры действующего ускорителя SLAC [4]: $T_a = 0,83$ мксек, $T_c = 2,13$ мксек, $g = 0,681$, $\ln(1-g) = -1,114$, $T_a/T_c = 0,39$. Тогда для импульса с шириной 2,7 мксек имеем $M = 1,44$, а при ширине в 5 мксек — $M = 1,81$.

При вышеуказанных параметрах выражение для максимального прироста энергии принимает вид

$$M = 2 - \frac{4}{3} e^{-\frac{t_1}{T_c}}, \quad (10)$$

откуда видно, что в пределе $t_1 \rightarrow \infty$ максимальный прирост $M_{\max} = 2$. При $t_1 = 2 T_c$ имеем $M = 1,82$, а при $t_1 = 3 T_c$ — $M = 1,93$. Видно, что с увеличением времени t_1 прирост замедляется. Исходя из этих исследований можно сказать, что для применения метода SLED необходимо, чтобы ширина импульса была не менее $2T_a$ и ограничивалась импульсами шириной $(2+3) T_c$. Для SLAC эти оценки для ширины импульса дают $1,7 \text{ мксек} < T_{\text{п}} < 6 \text{ мксек}$.

Ереванский государственный университет

Поступила 17.XI.1976

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. P. B. Wilson et al. Particle Accelerators, 1, 223 (1970).
2. W. B. Herrmannsfeldt et al. Proc. of the 8th Int. Conf. on High Energy Accelerators, CERN—Scientific Information Service, Geneva, 1971, p. 563.
3. Z. D. Farkas et al. Proc. of the 9th Int. Conf. on High Energy Accelerators, SLAC, Stanford, Ca., 1974.
4. R. B. Neal. The Stanford Two-Mile Accelerator, W. A. Benjamin, Inc., New York, 1968.

ԳՄԱՅԻՆ ԱՐԱԳԱՑՈՒՑԻՉՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԿՐԿՆԱՊԱՏԿՄԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՀԱՐՑԻ ՄԱՍԻՆ

Լ. Մ. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ

Դիտարկված է բարձր բարորակությամբ կապված սեղոնատորների կիրառման հիման վրա գծային արագացուցիչների էներգիայի մեծացման մեթոդներից մեկը: Այդ մեթոդի համար յուրաքանչյուր է պարզությունը և տնտեսապես շահավետությունը:

ON THE POSSIBILITY OF ENERGY DUBLING IN LINEAR ACCELERATORS

L. M. MOVSISYAN

One of the methods for the increase of energy of linear accelerators by using high quality coupled cavities is considered. This method is noted for its simplicity and economy.

ИЗУЧЕНИЕ СТЕКЛОВАНИЯ ПОЛИМЕРОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВНЕШНЕГО ДАВЛЕНИЯ МЕТОДОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ

Ш. Т. ЕГУРТДЖЯН, В. П. ПЕТРОСЯН

На основе экспериментальных данных по диэлектрическим параметрам одного из видов бутадиен-нитрильных сополимеров (СКН-26) изучено изменение состояния аморфного полимера под действием высоких давлений. Установлено, что размеры кинетических единиц полимеров растут с ростом внешнего давления.

В в е д е н и е

Молекулярная подвижность аморфных полимеров для области высоких температур определяется смещениями диполей внутри локальных объемов вещества. Ввиду однородности структуры его жидкого состояния дипольно-релаксационный спектр является узким, а диэлектрические параметры оказываются близкими к дебаевским формулам. Охлаждение образца создает области неоднородности плотности образца, возрастает его вязкость и диполи попадают в различные условия. При этом растут области кооперативных переходов, а при некоторой температуре в образце „замораживается“ структура, соответствующая структуре образца при более высоких температурах [1—4]. Стеклование жидкости можно осуществить и под действием давления [5]. Однако между действиями давления и температуры на изменение свойств аморфного вещества существуют принципиальные различия [6], одним из которых является рост температуры стеклования образца с возрастанием внешнего давления [7]. Целью настоящей работы является изучение кинетики стеклования полимеров, установление природы изменения межмолекулярных взаимодействий и оценка зависимости размеров кинетических единиц исследуемого вещества от величины внешнего давления P .

Методика измерений. Экспериментальные результаты и их обсуждение

В качестве объекта исследования был выбран блок-сополимер бутадиен-нитрильного каучука СКН-26. Методика измерений диэлектрических параметров образца под действием давления описана в работах [7, 8].

Опытные данные по исследованию молекулярной подвижности кинетических элементов полимеров методом диэлектрических потерь показали, что зависимость логарифма частоты максимума ($\lg f_m$) фактора диэлектрических потерь от температуры графически представляется кривой [9], которую можно объяснить как результат темпера-

турного изменения кинетических единиц [10]. Величина $\lg f_m$ при не очень высоких давлениях зависит линейно от P и записывается в виде [11, 8]

$$\lg f_m = \lg f_{P_0} - [F_1(T)(P - P_0) + F_2(T)]. \quad (1)$$

Здесь $F_1(T)$ и $F_2(T)$ являются функциями, зависящими только от температуры образца, а P_0 — некоторое давление, характеризующее скорость установления переходных процессов в полимерах.

Величину $F_1(T)$ можно представить в виде

$$F_1(T) = \frac{ZV_0}{kT}, \quad (2)$$

где Z — число элементов, входящих в состав кинетической единицы, а V_0 — объем одного такого элемента. Для области небольших давлений Z слабо меняется с давлением. Однако с ростом давления оно должно меняться существенно; тогда зависимость $\lg f_m$ от P станет криволинейной. Зависимость Z от P можно оценить также из данных для функции $F_1(T)$ при сохранении в образце с изменением температуры и давления одной и той же молекулярной подвижности. В этом случае $F_1(T)$ будет определяться как значением T , так и величиной P , так как входящая в эту функцию величина Z определяется температурой T_c стеклования образца, зависящей от величины внешнего давления.

Для нахождения общих закономерностей изменения диэлектрических параметров полярного полимера в зависимости от внешних условий нами измерены значения действительной $\epsilon'(\omega)$ и мнимой $\epsilon''(\omega)$ частей комплексной диэлектрической проницаемости сополимера СКН-26 от давления при различных температурах образца и частотах внешнего поля. Некоторые данные для этого полимера приводятся в работе [12], с которыми наши данные находятся в хорошем согласии.

На рис. 1 приводятся кривые зависимости $\epsilon'(\omega)$ и $\epsilon''(\omega)$ от давления P для исследованного нами каучука при частоте поля 20 μ и температурах образца 0, 5,5, 10, 15, 21,5 и 26,5°C. Аналогичные данные при указанных температурах получены также при частотах 200 и $2 \cdot 10^3$ μ . Обращает на себя внимание факт существования максимума кривых зависимости $\epsilon''(\omega)$ от давления (эффект, эквивалентный действию температуры) и его смещение в область высоких давлений с нагреванием образца. По-видимому, нельзя считать оправданным установление связи частоты максимума ω_m приведенных кривых (так же, как и кривых температурной зависимости этих параметров полимеров) с временем релаксации диполей, так как при этих условиях изменяются и параметры, характеризующие ширину дипольно-релаксационного спектра. Однако его появление, тем не менее, обусловлено существованием запаздывающей поляризации диполей в образце и его постепенным выключением из процесса поляризации в области высоких давлений. Времена релаксаций диполей возрастают настолько, что диполи не успевают следовать за изменениями

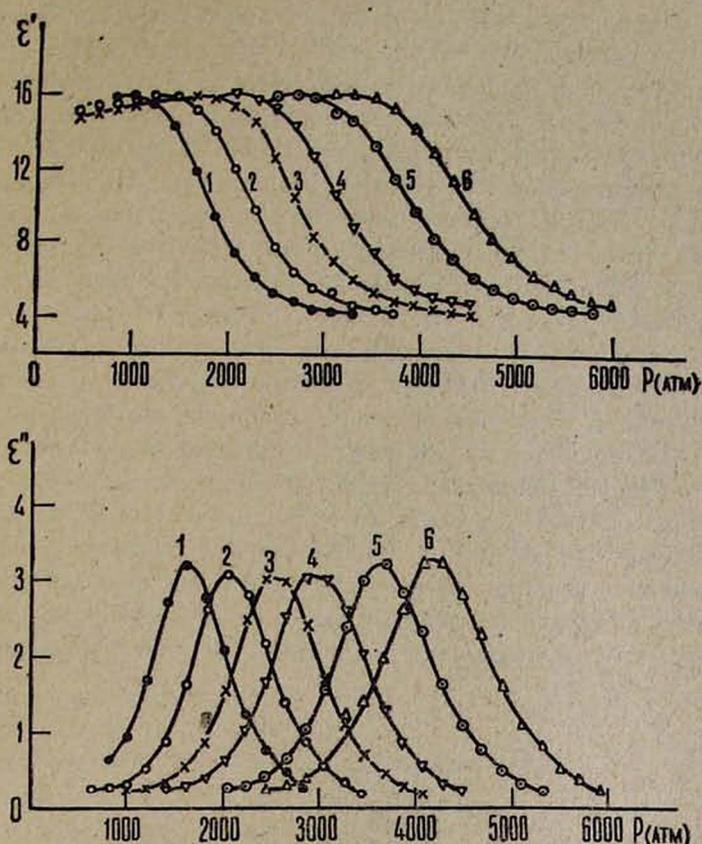


Рис. 1.

напряженности поля при данной частоте. Возрастание температуры образца приводит к повышению молекулярной подвижности, поэтому и максимум приведенных кривых наблюдается в области высоких давлений. Однако полной компенсации действия температуры при этом не происходит, так как на приведенных кривых наблюдается общая тенденция роста величины ϵ_m'' с ростом температуры образца. Значение ϵ_m'' определяется как значением дисперсии вещества $\Delta\epsilon$ (где $\Delta\epsilon = \epsilon_0 - \epsilon_\infty$, ϵ_0 — статическая диэлектрическая проницаемость, ϵ_∞ — диэлектрическая проницаемость образца при сверхвысоких частотах), так и параметром α , характеризующим ширину спектра. Рост величины ϵ_m'' связан с сужением спектра, имеющим место при нагревании образца, и повышением степени однородности его структуры. Очевидно, при данных условиях действие температуры преобладает над действием давления.

Из приведенных на рис. 1 данных следует еще одна особенность — ширина кривых при разных температурах образца. Последняя не связана с шириной дипольно-релаксационного спектра, информацию о которой может дать лишь кривая частотной зависимости $\epsilon''(\omega)$ при данных

значениях температуры образца и внешнего давления. Как видно из кривых рис. 1, с повышением температуры кривая зависимости $\varepsilon''(\omega)$ от P охватывает большую площадь рисунка. Это может быть понято при учете конкурирующих действий температуры и давления. С повышением температуры возрастает кинетическая энергия молекул системы и убывает потенциальная энергия их взаимодействия, что приводит к разрушению областей коррелированных диполей, т. е. к уменьшению числа Z элементов, охватываемых в рассматриваемой кинетической единице. Возрастание же давления сводится лишь к росту числа Z . Однако скорость барического роста Z с величиной внешнего давления тем слабее, чем выше температура, так как росту Z препятствует возросшая кинетическая энергия элементов образца.

Изменение Z с ростом давления довольно слабое и в области невысоких давлений оно является несущественным. Последнее условие приводит к существованию линейной зависимости $\lg f_m$ от давления. Однако с повышением давления до области высоких значений P должно наблюдаться отклонение от линейности в функциональной зависимости указанных величин. Изменение молекулярной подвижности образца можно получить по данным частотной зависимости диэлектрических параметров исследуемого полимера. На рис. 2 приводятся кри-

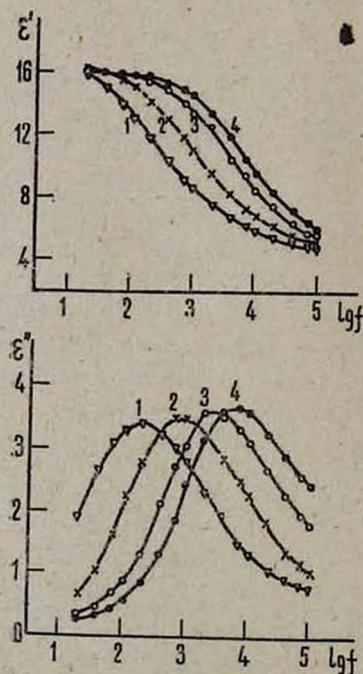


Рис. 2.

вые частотной зависимости $\varepsilon'(\omega)$ и $\varepsilon''(\omega)$ для исследованного сополимера при температуре образца $32,5^\circ\text{C}$ и давлениях 2850, 3257, 3664 и 4072 атм. Аналогичные данные получены и при других температурах образца и

различных давлений до $6 \cdot 10^3$ атм. Из кривых рис. 2 следуют общие закономерности изменения диэлектрических параметров исследуемого полимера, проанализированные нами в работе [8]. Из этих данных следует рост времени релаксации диполей с ростом внешнего давления, что приводит к смещению максимума кривых в область низких частот, а из-за расширения спектра происходит уменьшение величины ε_m^* . Значение дисперсии вещества $\Delta\varepsilon$ при этом возрастает.

Подсчитанное с помощью круговых диаграмм значение статической диэлектрической проницаемости ε_0 растет линейно с давлением при всех исследованных температурах. Кроме этого наблюдается уменьшение барического коэффициента изменения ε_0 с повышением температуры.

По данным частотных зависимостей $\varepsilon_m^*(\omega)$ при разных температурах образца и давлениях (см. рис. 2) для данного полимера построены кривые зависимости $\lg f_m$ от давления P , которые приведены на рис. 3. Из рисунка видно, что для области невысоких давлений зави-

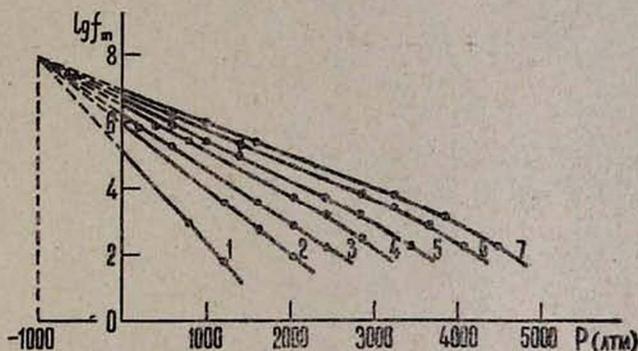


Рис. 3.

симость $\lg f_m$ от P является линейной. С повышением температуры эта зависимость переходит в криволинейную, что указывает на существование зависимости величины Z от давления. Пересечение указанных кривых в одной точке с координатами $(-1000$ атм, 10^8 гц) показывает, что величиной $F_2(T)$ можно пренебречь.

Из равенств (1) и (2) и из условия $F_2(T) = 0$ находим

$$T = \frac{ZV_0(P - P_0)}{k(\lg f_{P_0} - \lg f_m)}. \quad (3)$$

В том случае, когда Z не зависит от P , коэффициент $(\partial T / \partial P)$, для полихлоропренового каучука рассчитанный нами в работе [8], будет определяться выражением

$$\left[\frac{\partial T}{\partial (P - P_0)} \right]_T = \frac{ZV_0}{k(\lg f_{P_0} - \lg f_m)}, \quad (4)$$

откуда следует рост этого коэффициента с увеличением $\lg f_m$, что подтверждается данными для полихлоропрена [8] и полиметилакрилата [11]. Если же величина Z зависит от давления образца, то коэф-

коэффициент $(\partial T/\partial P)$ будет определяться более сложным равенством. Нахождение аналитического выражения для $(\partial T/\partial P)$ в этом случае зависит от формы зависимости Z от P .

Учитывая, что действие температуры на изменение молекулярной подвижности полимера преобладает над действием давления, следует ожидать, что при сохранении в веществе одинаковой молекулярной подвижности ($\tau = \text{const}$) при различных комбинациях температуры и давления величина Z будет уменьшаться, а для сохранения выбранного условия при данной температуре образца потребуются более высокие давления, чем при существовании линейной зависимости T от P . Эту закономерность изменения T с P можно заметить из кривых рис. 4, построенных при помощи данных рис. 3 для значений $\lg f_m$,

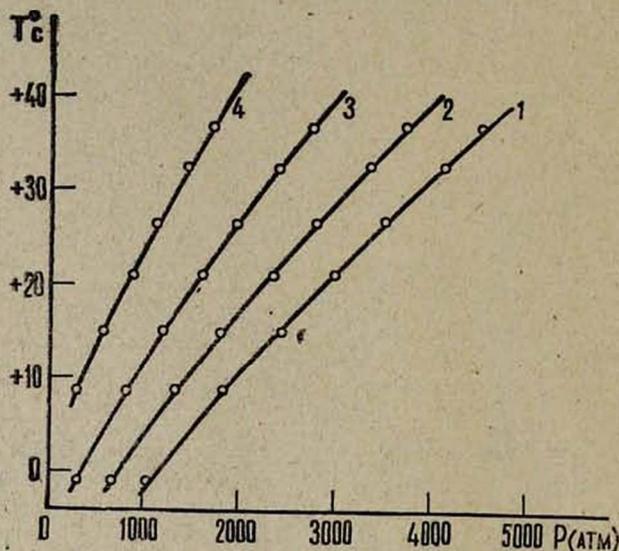


Рис. 4.

равных 2,3, 3,3, 4,3 и 5,3. По данным рис. 4 можно заметить, что в области высоких давлений наблюдается тенденция криволинейной зависимости T от P . Полученные закономерности изменения T с P при данном $\lg f_m$ показывают, что с повышением температуры рост кинетической энергии молекул вещества затрудняет процесс стеклования образца, возникающий под действием внешнего давления, и стеклование происходит в относительно широкой области изменения давления.

Ереванский государственный университет

Поступила 18.XI.1976

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. П. П. Кобеко. Аморфные вещества, Изд. АН СССР, М.—Л., 1952.
2. G. Adam. Kolloid—Z. und Z. für Polymere, 180, 11 (1962).
3. M. Coldstein. Faraday Symp. Chem. Soc., № 6, 7 (1972).
4. D. R. Uhlmann. J. Non. Cryst. Solid, 7, 337 (1972).

5. Н. И. Шишкин. ЖТФ, 25, 204 (1955).
6. В. П. Петросян, У. Бернер, Ш. Т. Ёгуртджян. Высокомолекул. соед., А17, 1376 (1976).
7. Ш. Т. Ёгуртджян, В. П. Петросян. Высокомолекул. соед., А16, 2141 (1974).
8. Ш. Т. Ёгуртджян, А. В. Джанбарян, В. П. Петросян. Высокомолекул. соед., А14, 2570 (1972).
9. Г. П. Михайлов. Сб. Релаксационные явления в твердых телах, Изд. Металлург' М., 1968, стр. 76.
10. В. П. Петросян, А. В. Джанбарян, Ш. Т. Ёгуртджян. Высокомолекул. соед., А18, 28 (1976).

ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐԻ ՄԵԹՈԴՈՎ ՊՈԼԻՄԵՐՆԵՐԻ
ԱՊԱԿԻԱՑՄԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ
ԱՐՏԱՔԻՆ ՃՆՇՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՏԱԿ

Շ. Թ. ՅՈՂՈՒՐԹՅԱՆ, Վ. Պ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Բաւաղիեն-նիտրիլային սոպոլիմերներից մեկի (СКН-26) դիէլեկտրիկ պարամետրերի փորձնական տվյալների միջոցով ուսումնասիրված է ամորֆ պոլիմերների վեճակի փոփոխութունը բարձր ճնշումների ազդեցության տակ: Ցույց է տրված, որ ճնշման մեծացման հետ մեծանում են կինետիկ միավորների չափերը և ամբողջ դիպոլ-ռեկապացիոն սպեկտրը շեղվում է դեպի մեծ ռեկապացիայի ժամանակների տիրույթը:

STUDY OF POLYMER GLASS-TRANSITION UNDER THE
EXTERNAL PRESSURE BY MEANS OF DIELECTRIC
LOSS METHOD

Sh. T. YOGHOURTJYAN, V. P. PETROSYAN

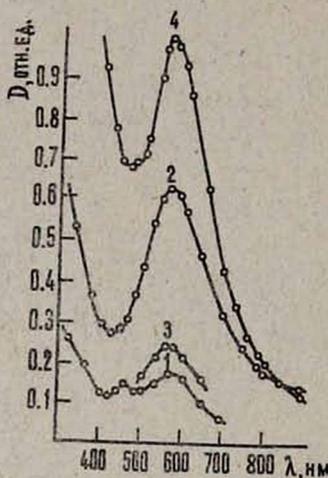
Based on experimental data on dielectric parameters of butadien copolymer (СКН-26), the change of an amorphous polymer state is studied under high pressures. The dimensions of kinetic units are shown to grow and the total dipole-relaxation spectrum shifts to higher relaxation times range as the pressure increases.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КАТОДНО-ПЛАЗМЕННОЙ
КЛАСТЕРИЗАЦИИ В ГЕТЕРОПЕРЕХОДЕ

Я. А. ПОТАПЕНКО

С целью получения интенсивного коллоидообразования исследовались условия образования коллоидов в синтетических и естественных монокристаллах хлорида натрия, а также пленках хлорида натрия. Использовалась методика катодно-плазменного окрашивания, разработанная в работах [1, 2], с одновременным получением кластеризованного гетероперевода хлористый натрий—окись кадмия. При этом, как и в [1], было установлено, что наличие двухвалентных катионных примесей (в расплав для выращивания кристаллов хлорида натрия вводилось 0,1 мол % $CdCl_2$) способствует коллоидообразованию при всех температурах катодно-плазменной окраски (см. рисунок); влияние марки исходного материала оказывается практически несущественным.



Температурная зависимость катодно-плазменной кластеризации: 1, 2 — поглощение $NaCl-CdO$ (температура соответственно 50 и 125°C); 3, 4 — поглощение $NaCl(CdCl_2)-CdO$ при тех же температурах коллоидообразования.

При нагревании монокристаллической подложки из выращенных кристаллов во время катодно-плазменного окрашивания интенсивность коллоидной окраски увеличивается, достигая максимума при 125–130°C. Положение соответствующей полосы поглощения в спектре при этом не изменяется ($\lambda_{max} = 570$ нм). Оптические измерения на окрашенных слоях показали, что разрушение окраски начинается при 150–175°C, интенсивно она выцветает при 200°C и большая часть центров (~85–90%) разрушается при 250°C (чтобы не загромождать рисунок кривые не приводятся).

Важным результатом является обнаружение эффективного коллоидообразования при комнатной температуре в естественном хлориде натрия. Температурный ход нарастания концентрации коллоидных

центров у естественного хлорида натрия совпадает с температурным ходом для синтетических кристаллов, но концентрация коллоидов оказывается на 15–20% меньше. Максимум плотности коллоидной окраски естественных кристаллов получается при 175°C и окраска в данном случае более устойчива (температурный сдвиг составляет примерно 50°C). Это связано, по-видимому, с большей энергией активации термического освобождения электронов из центров окраски в естественных кристаллах хлорида натрия, что отмечается также авторами работы [3]. Они указывают на большую термическую стабильность центров окраски в естественных кристаллах хлорида натрия. При температурных измерениях F -полоса не наблюдается, равным образом как и не наблюдается увеличения коллоидных частиц. Последнее объясняется, по-видимому, малым количеством катионного металла в слое поверхностной окраски, необходимого для дальнейшего агрегирования. С увеличением температуры наблюдается улучшение текстуры пленки окиси кадмия, наращиваемой на кристалл хлорида натрия.

Поведение пленок хлорида натрия при катодно-плазменном окрашивании и температурных обработках подобно поведению естественного кристалла. С увеличением толщины пленок от 0,5 до 2 мкм и при оптимальном (в смысле получения наилучших условий кластеризации) размере зерен пленки хлорида натрия наблюдается рост концентрации коллоидных центров с $9 \cdot 10^{16}$ до $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Отметим, что при указанных режимах катодно-плазменной обработки и комнатных температурах на кристаллах и пленках синтетического хлорида калия окраска не наблюдается. Только при 100°C наблюдается слабая кластеризация. Более эффективное создание коллоидных центров при комнатных температурах и выше в хлориде натрия по сравнению с хлоридом калия может быть связано с созданием более высокой концентрации F -центров — исходного продукта для коагуляции в частицы квазиметалла. Образование частиц в хлориде натрия может быть облегчено также и потому, что объем сформировавшейся частицы металла меньше, чем соответствующий объем, занимаемый решеткой хлорида натрия. В хлориде калия ситуация противоположная [4]. В работе [5] показано, что радиационный выход коллоидных центров зависит от величины свободного объема в элементарной ячейке кристалла и понижается в ряду хлорид натрия — хлорид калия.

Общая картина температурной катодно-плазменной кластеризации следующая. При комнатных температурах миграция F -центров невелика. Процессы диффузии F -центров в возбужденном состоянии также не столь значительны, поэтому скорость коллоидообразования мала. При повышении температуры подвижность F -центров возрастает, и они вносят основной вклад в процесс коагуляции. Атомы кадмия из плазмы катодного разряда, как и в случае комнатных температур [1], более активно стимулируют процесс температурного катодно-плазменного коллоидообразования по сравнению с атомами алюминия, меди, цинка и олова. Образовавшиеся коллоидные частицы стабильны до

относительно невысоких температур, и это можно объяснить тем, что распадаются и становятся подвижными галогенные центры, что в результате и приводит к их рекомбинации с металлическими центрами.

Одесский государственный университет
им. И. М. Мечникова

Поступила 5.1.1977

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. Е. Глауберман, В. А. Дроздов, Я. Л. Потапенко. ФТТ, 14, 1781 (1972).
2. А. Е. Глауберман, В. А. Дроздов, Я. Л. Потапенко. ФТТ 14, 3383 (1972).
3. В. И. Сидляренко, Ю. А. Луканцев, Ф. Н. Заитов. Изв. вузов, Физика, 4, 87 (1967).
4. Я. Ж. Кристалсон, К. К. Шварц. Изв. АН ЛатвССР, сер. физ. и техн. наук, 4, 44 (1970).
5. В. И. Панкрац, Е. М. Усков. Изв. Томского политехн. ин-та, 176, 128 (1970).

ԿԱՏՈՒԿ-ՊԼԱԶՄԱՅԻՆ ԿԼԱՍՏԵՐԻԶԱՑԻԱՑԻ ԶԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԱՑԻՆ ԿԱԽՈՒՄԸ ՀԵՏԵՐՈՒՆՑՈՒՄՈՒՄ

Յա. Լ. ՊՈՏԱՊԵՆԿՈ

Հետազոտված է կլաստերիզացիայի շերմաստիճանային կախումը հիմնաճալոհային բյուրեղների (ՀՀՐ) կատոդա-պլազմային զոնավորման եղանակով, միաժամանակ ստանալով ՀՀԳ —կադմիումի օքսիդ հետերոանցումը:

TEMPERATURE DEPENDENCE OF CATHODE-PLASMA CLUSTERIZATION IN THE HETEROJUNCTION

Ya. L. POTAPENKO

The technique of cathode—plasma dyeing of alkaline haloid crystals (AHC) with the simultaneous formation of AHC—cadmium oxide heterojunction is used. The intensity of colloidal dyeing of synthetic sodium chloride crystals reaches the maximum at 125—130°C. The temperature dependence of the rise and decrease of the concentration of colloid centres of natural crystals and sodium chloride foils dyeing shifts by 50°C to higher values.

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ի Ք Յ Ո Ի Ն

Ք. Լ. Ասարիանի, Ս. Վ. Ալշուղյան, Կ. Ա. Գազարյան, Լ. Ի. Կոզլինե, Հ. Ս. Մարտիրոսյան, Ս. Վ. Տեր-Անտոնյան. Մեծ էներգիայով օժտված տիեզերական մյուռոնների էլեկտրամագնիսական փոխազդեցությունները և մյուռոնային զուգահերը	3
Ա. Ա. Կիրակոսյան, Հ. Լանտով. Վանյե-Մոսի էթսիտոնի տրոհումը ֆոնոնների վրա բարակ կիսահաղորդչային լարերում	10
Ա. Պ. Ջոբյան. էլեկտրոն-խոռոչ սիստեմի էներգետիկ սպեկտրը միաշափ անվերջ խոր պոտենցիալ փոստում	16
Ա. Գ. Ալեքսանյան, Է. Հ. Միրզաբեկյան. Ուտրաձայնային ալիքի և մագնիսական դաշտերում տեղափոխված կիսահաղորդչի էլեկտրոնային վիճակների խտությունը	19
Ս. Խ. Բարսեղյան, Ջ. Հ. Կասամանյան. Լույսի կլանումը կիսահաղորդչային բարակ թաղանթներում մակերևույթային վիճակների առկայության դեպքում	24
Կ. Ս. Մելիքյան. Համակենտրոն օբյեկտիվի սֆերիկ արբաղիայի հաշվման վերաբերյալ	29
Ռ. Ա. Ղազարյան, Ա. Վ. Հովհաննիսյան. Օպտիկական ազդանշանի երկու ընդունիչների տրամաբանական կազմությունների էֆեկտիվության համեմատումը	34
Կ. Շ. Աղաբաբյան, Ա. Ա. Առոյան, Ռ. Տ. Մինա. Հելիում-օդ խառնուրդի ջերմահաղորդականության շափումը	39
Տ. Ս. Ջոլյան. Հեղուկ կիսահաղորդչի էլեկտրական հատկությունների կարգավորումը	44
Գ. Ս. Մկրտչյան. Մրրիկների կառուցումը Ջոզեֆսոնի միացումում	49
Յու. Ս. Վարդանյան. Մերձերկրյա կոսմիկական տարածության բաղաձայն մոդել, հաշվի առնելով մագնիսական դաշտի հորիզոնական բաղադրիչը	54
Լ. Մ. Մովսիսյան. Գծային արագացուցիչների էներգիայի կրկնապատկման հնարավորության հարցի մասին	60
Շ. Ք. Յոզուրբջյան, Վ. Պ. Պետրոսյան. Դիէլեկտրիկ կորուստների մեթոդով պոլիմերների ապակիացման ուսումնասիրությունը արտաքին ճնշման ազդեցության տակ	65

Համառոտ հաղորդումներ

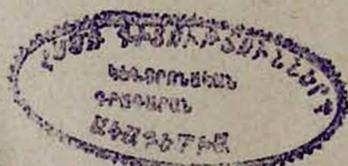
Յա. Լ. Պետալենկո. Կատոդա-պլազմային կլաստերիզացիայի ջերմաստիճանային կախումը հետերոնացումում	72
--	----

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Т. Л. Асатиани, С. В. Алчуджян, К. А. Газарян, Л. И. Козлинер, Г. С. Мартиросян, С. В. Тер-Антонян.</i> Электромагнитные взаимодействия космических мюонов больших энергий и мюонные пары	3
<i>А. А. Киракосян, Х. Лантов.</i> Распад экситона Ванье-Мотта на фонах в тонких полупроводниковых проволоках	10
<i>А. П. Джотян.</i> Энергетический спектр электронно-дырочной системы в бесконечно-глубокой одномерной потенциальной яме	16
<i>А. Г. Алексанян, Э. Г. Мирзабекян.</i> Плотность электронных состояний полупроводника, помещенного в магнитное поле и поле ультразвуковой волны	19
<i>С. Х. Барсегян, З. А. Касаманян.</i> О поглощении света в полупроводниковых тонких пленках с участием поверхностных состояний	24
<i>К. С. Меликян.</i> К расчету сферической абберации концентрического объектива	29
<i>Р. А. Казарян, А. В. Оганесян.</i> Сравнение эффективностей логических структур двух приемников оптического сигнала	34
<i>К. Ш. Агабабян, А. А. Ароян, Р. Т. Мина.</i> Измерение теплопроводности смеси гелия и воздуха	39
<i>Т. С. Золян.</i> Регулирование электрических свойств жидкого полупроводника	44
<i>Г. С. Мкртчян.</i> Пиннинг вихрей в джозефсоновском контакте	49
<i>Ю. С. Варданян.</i> Многослойная модель околоземного космического пространства с учетом горизонтальной составляющей магнитного поля	54
<i>Л. М. Мовсисян.</i> К вопросу о возможности удвоения энергии линейных ускорителей	60
<i>Ш. Т. Егуртджян, В. П. Петросян.</i> Изучение стеклования полимеров под действием внешнего давления методом диэлектрических потерь	65

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

<i>Я. Л. Потапенко.</i> Температурная зависимость катодно-плазменной кластеризации в гетеропереходе	72
---	----



Технический редактор Л. А. АЗИЗБЕКЯН

ВФ 02624. Подписано к печати 10/III 1978 г. Тираж 580. Изд. 4751. Заказ 67.
 Формат бумаги 70 × 108¹/₁₆. Печ. л. 5,0. Бум. л. 2,5. Усл. печ. л. 7,0.
 Уч. изд. листов 5,16.

Типография Издательства АН Армянской ССР, Ереван, Барекамутян, 24.