

ՀԱՄԱՐ ԳԱ  
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿ  
ФИЗИКА

1985

Журнал выходит на русском языке 6 раз в год.  
Издается с 1966 г.

ԽՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒԵԳԻԱ

Ա. Յ. Ամառունի, Վ. Մ. Հաղարյունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Գաղբյան (պատասխանատու խմբագիր), Ռ. Մ. Մառտիրոսյան, Ա. Ռ. Մկրտչյան, Մ. Ն. Մալխոյան, Յու. Գ. Շանեազարյան (պատասխանատու քարտուղար), Է. Գ. Շաբադյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սահակյան, Հ. Հ. Վաղապետյան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Амагуни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Р. М. Мартиросян, А. Р. Мкртчян, М. Е. Мовсисян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян (заместитель ответственного редактора), Ю. Г. Шахназарян (ответственный секретарь)

УДК 539.12

## УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СТРУИ С НАИБОЛЬШИМ ИМПУЛЬСОМ В ТРЕХСТРУЙНЫХ СОБЫТИЯХ В $e^+e^-$ -АННИГИЛЯЦИИ

Ю. Г. ШАХНАЗАРЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 24 января 1984 г.)

В первом порядке КХД вычислена зависимость дифференциального сечения трехструйного процесса  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$  от полярного и азимутального углов рождения струн с наибольшим импульсом, когда величина этого импульса не измеряется. Установлено, что найденные угловые распределения довольно чувствительны к величине параметра обрезания  $T_c$ , вводимого для отделения трехструйных событий от двухструйных.

Азимутальная угловая зависимость трехструйных событий, за которые ответственен процесс

$$e^+e^- \rightarrow q + \bar{q} + g, \quad (1)$$

изучалась в рамках квантовой хромодинамики в работах [1, 2] относительно плоскости, определяемой импульсом электрона  $\hat{\mathbf{v}}$  и единичным вектором  $\hat{\mathbf{T}}$ , характеризующим максимально направленный импульс  $\mathbf{T}$  (thrust). В случае поляризованной аннигилирующей  $e^+e^-$ -пары (векторы поляризации электрона и позитрона в их системе покоя — соответственно  $\zeta_1$  и  $\zeta_2$ ) имеется выделенная плоскость (для конкретности, плоскость  $(\hat{\mathbf{v}}, \zeta_1)$ ), относительно которой также можно изучать зависимость от азимутального угла.

Распределение по величине импульса и пространственной ориентации струи, имеющей наибольший импульс среди трех струй адронов, образованных в реакции (1), в случае произвольно поляризованных начальных частиц имеет вид [3]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dTd\hat{\mathbf{T}}} = & \frac{\alpha^2\alpha_s}{\pi} \sum_a Q_a^2 \frac{1}{s} \{ A(T) [(1+z^2)(1+\zeta_1^{\parallel}\zeta_2^{\parallel}) - (1-z^2)(\zeta_1^{\perp}\zeta_2^{\perp}) + \\ & + 2(\hat{\mathbf{T}}\zeta_1^{\perp})(\hat{\mathbf{T}}\zeta_2^{\perp})] + B(T) [(1-3z^2)(1+\zeta_1^{\parallel}\zeta_2^{\parallel}) + \\ & + 3((1-z^2)(\zeta_1^{\perp}\zeta_2^{\perp}) - 2(\hat{\mathbf{T}}\zeta_1^{\perp})(\hat{\mathbf{T}}\zeta_2^{\perp}))], \end{aligned} \quad (2)$$

а для поперечно антипараллельно полностью поляризованных начальных частиц —

$$\frac{d\sigma}{dTd\hat{T}} = \frac{2\alpha_s^2 \alpha_s}{\pi} \sum_a Q_a^2 \frac{1}{s} [A(T)(1 - \sin^2\theta \cos^2\varphi) - B(T)(1 - 3 \sin^2\theta \cos^2\varphi)]. \quad (3)$$

Здесь  $\alpha_s$  — бегущая «константа» связи в КХД,  $Q_a$  — заряд кварка в единицах  $e$ , суммирование проводится по всем ароматам  $a$ ,  $s$  — квадрат полной энергии реакции, продольная и поперечная компоненты векторов  $\zeta_1$  и  $\zeta_2$  определены относительно вектора  $\hat{\mathbf{v}}$ ,  $z = \cos\theta$ ,  $\theta$  — полярный угол импульса наиболее энергичного партона ( $q$ ,  $\bar{q}$  или  $g$ ) относительно импульса электрона, азимутальный угол  $\varphi$  отсчитывается в плоскости, нормальной  $\hat{\mathbf{v}}$ , от плоскости  $(\hat{\mathbf{v}}, \zeta_1)$ ,  $d\hat{T} = d \cos\theta d\varphi$ . Коэффициенты  $A(T)$  и  $B(T)$ , зависящие от модуля вектора  $\mathbf{T}$ , задаются выражениями

$$A(T) = \frac{2-3T(1-T)}{T(1-T)} \ln \frac{2T-1}{1-T} - \frac{3(3T-2)(2-T)}{2(1-T)}, \quad (4)$$

$$B(T) = \frac{1}{T^2} (3T-2)(2-T).$$

Заметим, что запись в представленном виде (2) и (3) соответствует такому разбиению сечения, при котором в результате интегрирования по углам структура при  $B(T)$  обращается в нуль и распределение по модулю вектора  $\mathbf{T}$  задается функцией  $A(T)$ . В частности, в случае неполяризованных начальных частиц имеем [4]

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{16}{3} \frac{\alpha_s^2 \alpha_s}{s} A(T) \sum_a Q_a^2. \quad (5)$$

На нижнем пределе допустимой области изменения  $T$  ( $2/3 \leq T \leq 1$ ) функции  $A(T)$  и  $B(T)$  обращаются в нуль, на верхнем пределе  $A(T)$  расходится. Это есть обычная расходимость, связанная с испусканием мягких и коллинеарных глюонов, которая в полном сечении сокращается с сингулярностью, обусловленной процессом  $e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}$  в первом порядке  $\alpha_s$  (см., например, [4]).

Полное сечение процесса  $e^+ e^- \rightarrow$  адроны с учетом поправки порядка  $\alpha_s$  при энергиях, когда массы известных кварков можно не учитывать, имеет вид [5]

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{4\pi\alpha_s^2}{s} \sum_a Q_a^2 \left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi}\right). \quad (6)$$

Это полное сечение, согласно КХД, складывается из двух частей: из сечения, связанного с двухструйными событиями, и сечения, за которое ответственны трехструйные события.

Вопрос о разделении вкладов двухструйных и трехструйных событий в полное сечение (6) обсуждался в работе [6]. В частности, для доли полного сечения, обусловленного только трехструйными событиями, было приведено выражение

$$\sigma_{\text{tot}}^{(3 \text{ jet})}(y) = \frac{16}{3} \frac{\alpha_s^2}{s} f(y) \sum_a Q_a^2, \quad (7)$$

$$f(y) = \ln^2 y + \frac{3}{2} \ln y - 2y \ln y + \frac{5}{4} - \frac{\pi^2}{6},$$

где  $y$  — параметр, с помощью которого двухструйные события можно отделить от трехструйных. Он по существу аналогичен параметрам  $\epsilon$  и  $\delta$ , введенным Стерманом и Вайнбергом [7] для той же цели. С помощью этого параметра в фазовом пространстве  $qqg$  выделяется двухструйная область, в которую дают вклад события с испусканием мягких глюонов, а также глюонов с импульсами, параллельными импульсам кварка или антикварка. В работе [8] дается область допустимых значений  $y$ :  $0,03 \leq y \leq 0,05$ . В частности, при  $y = 0,03$  имеем  $f(0,03) \simeq 6,852$ , а при  $y = 0,05$  получаем  $f(0,05) \simeq 4,385$ . Относительный вклад трехструйного сечения (7) в полное сечение (6) составляет величину

$$\frac{\sigma_{\text{tot}}^{(3 \text{ jet})}}{\sigma_{\text{tot}}} = \frac{4}{3} \frac{\alpha_s/\pi}{1 + \alpha_s/\pi} f(y), \quad (8)$$

которая при разумном значении  $\alpha_s/\pi = 0,05$  [8] меняется в пределах

$$0,278 \lesssim \frac{\sigma_{\text{tot}}^{(3 \text{ jet})}}{\sigma_{\text{tot}}} \lesssim 0,435. \quad (9)$$

Для того чтобы получить полное сечение истинно трехструйного события (типа (7)) из дифференциального сечения (5) последнее необходимо проинтегрировать по области  $2/3 \leq T \leq T_0$ , где  $T_0$  — параметр, который позволяет на языке переменной  $T$  разделить двухструйные ( $T_0 \leq T \leq 1$ ) и трехструйные ( $2/3 \leq T \leq T_0$ ) события. Параметры  $y$  и  $T_0$  связаны соотношением  $T_0 = 1 - y$ . Области допустимых значений  $y$ , для которой получена оценка (9), соответствует интервал  $0,95 \leq T_0 \leq 0,97$ . Заметим, что в работе [9] для отделения двухструйных событий от трехструйных в процессе (1) при энергии  $\sqrt{s} = 30$  ГэВ было использовано значение  $T_0 = 0,95$ .

Поскольку интеграл от функции  $A(T)$ , определяющей зависимость сечения (5) от  $T$ , выражается через бесконечные ряды, приведем результаты численного интегрирования для двух предельных значений параметра обрезания  $T_0$ :

$$A \equiv \int_{2/3}^{T_0} A(T) dT = \begin{cases} 4,324 & \text{при } T_0 = 0,95 \\ 6,802 & \text{при } T_0 = 0,97. \end{cases} \quad (10)$$

Эти значения необходимо сопоставить со значениями функции  $f(y)$  при соответствующих параметрах  $y$ :  $f(0,05) \simeq 4,385$  и  $f(0,03) \simeq 6,852$ . Согласие следует признать удовлетворительным, если учесть, что в  $f(y)$  опущены члены типа  $y$  и  $y^2 \ln^2 y$ .

Теперь мы можем найти распределение по углам вылета струи с наибольшим импульсом в трехструйном событии, обусловленном реакцией (1), когда не интересуемся величиной этого импульса (что позволит увеличить статистику и упростить постановку опыта). Для этого необходимо

проинтегрировать сечения (2) и (3) по  $T$  в пределах  $2/3 \leq T \leq T_0$ . Так как зависимость указанных сечений от  $T$  содержится лишь в функциях  $A(T)$  и  $B(T)$ , для получения интересующих нас распределений достаточно в (2) и (3) произвести замены:  $d\sigma/dT d\hat{T} \rightarrow d\sigma/d\hat{T}$ ,  $A(T) \rightarrow A$  и  $B(T) \rightarrow B$ , где  $A$  задается (10), а значения  $B$  есть

$$B \equiv \int_{2/3}^{T_0} B(T) dT = 8 \ln(3T_0/2) - (2 + T_0)(3T_0 - 2)/T_0 =$$

$$= \begin{cases} 0,194 \text{ при } T_0 = 0,95 \\ 0,214 \text{ при } T_0 = 0,97. \end{cases} \quad (11)$$

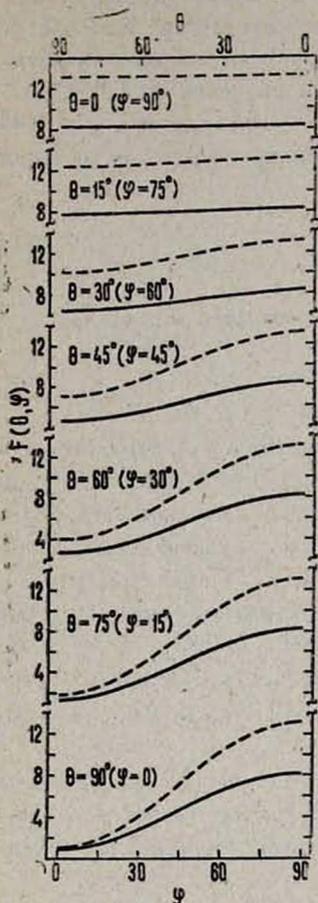


Рис. 1.

Рис. 1. Зависимость нормированного дифференциального сечения (12) от азимутального угла  $\varphi$  при некоторых значениях полярного угла  $\theta$  (нижняя шкала) и от полярного угла при некоторых значениях  $\varphi$  (верхняя шкала). Сплошные кривые соответствуют значению  $T_0 = 0,95$ , пунктирные кривые — значению  $T_0 = 0,97$ .

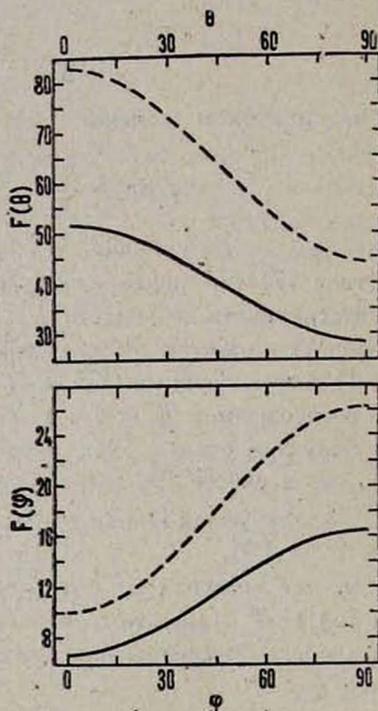


Рис. 2.

Рис. 2. Зависимость дифференциального сечения от полярного [ $F(\theta)$ ] и азимутального [ $F(\varphi)$ ] углов. Сплошные кривые соответствуют значению  $T_0 = 0,95$ , пунктирные кривые — значению  $T_0 = 0,97$ .

В случае поперечно антипараллельно плоскостью поляризованных начальных частиц зависимость углового распределения, определяемого функцией

$$F(\theta, \varphi) \equiv 4\pi \left(1 + \frac{\pi}{\alpha_s}\right) \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \frac{d\sigma}{d\hat{T}} = 2[(A-B) - (A-3B) \sin^2 \theta \cos^2 \varphi], \quad (12)$$

от азимутального угла  $\varphi$  при некоторых значениях полярного угла  $\theta$  (нижняя шкала) и от полярного угла  $\theta$  при некоторых значениях  $\varphi$  (верхняя шкала) в интервале  $0 \leq \theta, \varphi \leq 90^\circ$  изображена на рис. 1 сплошными кривыми ( $T_0 = 0,95$ ) и пунктирными кривыми ( $T_0 = 0,97$ ). Как следует из вида приведенных кривых, с ростом полярного угла (с уменьшением азимутального угла) в указанном интервале зависимость дифференциального сечения от азимутального угла (полярного угла) становится все более неізотропной. Так, сечение для значения  $\theta = 90^\circ$  при изменении  $\varphi$  от 0 до  $90^\circ$  (или для  $\varphi = 0$  при изменении  $\theta$  от  $90^\circ$  до 0) увеличивается более чем на порядок. За исключением небольшой области углов вблизи  $\varphi = 0$  и  $\theta = 90^\circ$  кривые, описывающие угловую зависимость для двух рассмотренных предельных значений параметра обрезания  $T_0$ , различаются довольно сильно (в среднем в 1,5 раза), и это позволяет надеяться, что экспериментальное изучение углового распределения струи с наибольшим импульсом в реакции (1) даст возможность уточнить значение параметра обрезания  $T_0$ .

На рис. 2 приведены зависимости  $F(\varphi)$  и  $F(\theta)$ , получающиеся в результате интегрирования функции (12) по одному из углов (как и раньше, сплошные кривые относятся к случаю  $T_0 = 0,95$ , пунктирные — к случаю  $T_0 = 0,97$ ). Указанные кривые ограничивают возможные угловые распределения, которые могут наблюдаться на эксперименте. Продолжение приведенных на рис. 1 и 2 кривых в область углов  $90^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$  и  $90^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ$  является тривиальным.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. So-Young Pi, Jaffe R. L., Low F. E. Phys. Rev. Lett., 41, 142 (1978).
2. Yunn B. C. Phys. Lett., 87B, 257 (1979).
3. Шахназарян Ю. Г. ЯФ, 36, 1523 (1982).
4. De Rujula A. et al. Nucl. Phys., B138, 387 (1978).
5. Appelquist T., Politzer H. D. Phys. Rev. Lett., 34, 43 (1975).
6. Kramer G. DESY Report 82-029, 1982.
7. Sterman G., Weinberg S. Phys. Rev. Lett., 39, 1436 (1977).
8. Kramer G. DESY Report 83-068, 1983.
9. Hoyer P. et al. Nucl. Phys., B161, 349 (1979).

ՄԵՄԱԳՈՒՅՆ ԻՄՊՈՒԼՍ ՈՒՆԵՑՈՂ ՓՆՋԻ ԱՆԿՅՈՒՆԱՅԻՆ

ԲԱՇԽՈՒՄԸ  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$  ՊՐՈՑԵՍՈՒՄ

ՑՈՒ. Գ. ՇԱՀՆԱԶԱՐՅԱՆ

Քվանտային ջրմոդինամիկայի առաջին մոտավորությամբ հաշվված է  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$  պրոցեսի դիֆերենցիալ կտրվածքի կախումը մեծագույն իմպուլս ունեցող փնջի բեռնային և ազիմոտային անկյուններից, երբ նշված իմպուլսի մեծությունը չի լսփվում: Ստացված անկյունային բաշխումները բավականին զգալուն են  $T_0$  խզման պարամետրի նկատմամբ, որը մտցվում է երկփունջ և եռափունջ դեպքերը միմյանցից տարբերելու համար:

# ANGULAR DISTRIBUTION OF A JET WITH LARGEST MOMENTUM IN THREE-JET EVENTS OF $e^+ e^-$ -ANNIHILATION

Yu. G. SHAKHNAZARYAN

The dependence of differential cross section of a three-jet process  $e^+ e^- \rightarrow q\bar{q}g$  on the polar and azimuthal angles of the production of largest momentum jet was calculated in the first order of QCD when the value of this momentum was not measured. It was established that the obtained angular distributions were rather sensitive to the value of cut-off parameter  $T_0$ , introduced for the separation of three-jet events from the two-jet ones.

УДК 539.126.34

ИССЛЕДОВАНИЕ КОРРЕЛЯЦИЙ ГАММА-КВАНТОВ  
С ПРОТОНАМИ В  $\pi^- C^{12}$  ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

В. М. АСАТУРЯН, А. Г. ХУДАВЕРДЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 6 июня 1983 г.)

Изучается множественное рождение  $\gamma$ -квантов в  $\pi^- C^{12}$  взаимодействиях при импульсе налетающего пиона 5 ГэВ/с. Изучение множественных корреляций и относительных выходов  $\gamma$ -квантов в событиях с «протонами назад» и без «протонов назад» указывает на возможный вклад механизма поглощения вторичных медленных  $\pi^0$ -мезонов коррелированной парой нуклонов в ядре в образовании «протонов назад».

Изучению образования «протонов назад», т. е. протонов, вылетающих в кинематически запрещенную для  $\pi N$ -взаимодействия область в лабораторной системе, на основе механизма поглощения медленного вторичного пиона коррелированной парой нуклонов в ядре посвящен ряд работ [1, 2]. В работе [3] получены данные, указывающие на сильную отрицательную корреляцию между средней множественностью положительных пионов с импульсами в интервале  $200 \leq P \leq 300$  МэВ/с и «протонами назад» по сравнению с корреляциями  $\pi^+$ -мезонов в других импульсных интервалах. Как известно из [4], максимум сечения реакции  $\pi d \rightarrow NN$  приходится на интервал  $200 \leq P \leq 300$  МэВ/с. Кроме того, изучение относительных выходов  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов в событиях с «протонами назад» показало, что в области импульсов до 500 МэВ/с имеется недостаток  $\pi^+$ -мезонов, причем минимум приходится также на значения  $P_\pi \sim 250$  МэВ/с. Эти результаты позволили заключить, что в образовании «протонов назад» дает вклад механизм поглощения мезонов коррелированной парой нуклонов в ядре.

Естественно было попытаться исследовать вклад поглощения  $\pi^0$ -мезонов коррелированной парой нуклонов, поскольку здесь может происходить поглощение на любой паре ( $np$ ,  $pp$ ). Непосредственно наблюдать  $\pi^0$ -мезоны невозможно, поэтому мы изучаем события с  $\gamma$ -квантами — продуктами распада  $\pi^0$ -мезона.

Исследования проводились на основе данных, полученных в однометровой пропановой пузырьковой камере ЛЯП ОИЯИ. Из 11572  $\pi^- C^{12}$  столкновений при 5 ГэВ/с были отобраны события двух типов:

$$\begin{aligned} \text{а) } \pi^- + C^{12} &\rightarrow m_{p^+} + n_\gamma + X, \\ \text{б) } \pi^- + C^{12} &\rightarrow m_{p^+} + n_\gamma + X, \end{aligned} \quad n, m = 0, 1, \dots$$

С целью исключения испарительных протонов учитывались лишь события, в которых протоны в реакциях рассмотренных типов имели импуль-

сы  $P_p \geq 300$  МэВ/с. По углу вылета отбирались «протоны вперед» ( $\theta < 90^\circ$ ) и «протоны назад» ( $\theta > 90^\circ$ ). Основным источником  $\gamma$ -квантов служил распад  $\pi^0$ -мезона. Эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов в ПК подробно описана в работах [5, 6].

«Вес» события  $i$ -ой топологии  $W_i$  определялся с помощью отношения  $W_i = \beta_i/\alpha_i$ , где  $\beta_i$  — вероятность регистрации событий  $i$ -ой топологии,  $\alpha_i$  — относительная доля событий  $i$ -ой топологии.

«Вес»  $\gamma$ -кванта обратно пропорционален вероятности конверсии  $\gamma$ -кванта ( $W_\gamma = 1/\varepsilon_\gamma$ ).  $\varepsilon_\gamma$  зависит от направления вылета и импульса  $\gamma$ -кванта:

$$\varepsilon_\gamma = 1 - \exp(-L_n/L_k(P_\gamma)),$$

где  $L_n$  — потенциальная длина, т. е. расстояние от точки рождения  $\gamma$ -кванта до границы эффективного объема камеры в направлении полета  $\gamma$ -кванта,  $L_k(P_\gamma)$  — конверсионная длина. Средний «вес»  $\gamma$ -кванта  $\langle W_\gamma \rangle = 6,21 \pm 0,06$ . Распределения  $\gamma$ -квантов в событиях а и б строились с учетом «веса».

На рис. 1 приводятся зависимости среднего числа высокоэнергичных  $\gamma$ -квантов ( $P_\gamma > 0,3$  ГэВ/с), образовавшихся в реакциях а и б, от числа  $n_{p\downarrow}$  «протонов назад» и числа  $n_{p\uparrow}$  «протонов вперед». Можно заметить несколько более сильную отрицательную корреляцию в случае зависимости  $\langle \gamma \rangle$  от  $n_{p\downarrow}$ . Мы полагаем, что причиной отрицательной корреляции между протонами, образовавшимися как в передней, так и в задней

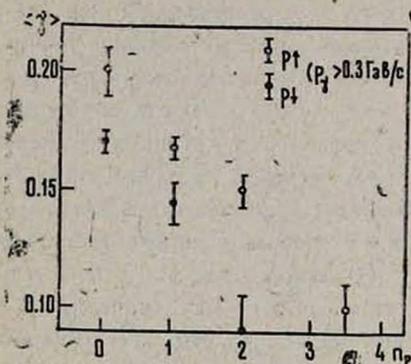


Рис. 1. Корреляции средней множественности высокоэнергичных  $\gamma$ -квантов ( $P_\gamma > 0,3$  ГэВ/с) с «протонами назад» и с «протонами вперед».

полусфере в лабораторной системе, и средней множественностью  $\gamma$ -квантов является закон сохранения энергии. Это означает, что одновременное образование нескольких протонов с импульсами  $P_p > 0,3$  ГэВ/с и  $\gamma$ -квантов, также уносящих заметную долю энергии ( $P_\gamma > 0,3$  ГэВ/с), маловероятно.

В работе [7] делается заключение о том, что сечение реакции  $pp \rightarrow d\pi^0$  находится в хорошем согласии с сечением реакции  $pp \rightarrow d\pi^+$ , которое приведено в той же работе. Эти данные позволяют нам объяснить различие корреляций между средними множественностями  $\gamma$ -квантов с «протонами назад» и с «протонами вперед», приведенными на рис. 2. Можно считать, что между средней множественностью  $\gamma$ -квантов и «протонами вперед» корреляция не наблюдается. Для образования «протонов вперед» возможен целый ряд каналов, в том числе и механизм поглощения

$\pi^0$ -мезонов парой нуклонов в ядре. Однако решающую роль в этом случае играют внутриядерные столкновения, ответственные за образование протонов отдачи. Поскольку на рождение малоэнергичных  $\gamma$ -квантов законом сохранения энергии не налагается сильных ограничений, на фоне всех возможных каналов механизм поглощения никак не проявляется.

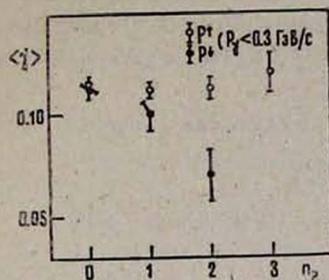


Рис. 2.

Рис. 2. Корреляция средней множественности малоэнергичных  $\gamma$ -квантов ( $P_T < 0,3$  ГэВ/с) с «протонами назад» и с «протонами вперед».

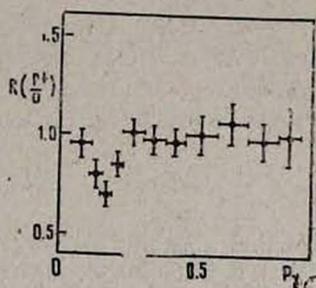


Рис. 3.

Рис. 3. Относительный выход  $\gamma$ -квантов в зависимости от их импульса для событий с «протонами назад».

Как видно на рис. 2, в случае зависимости средней множественности малоэнергичных  $\gamma$ -квантов от числа «протонов назад» механизм поглощения  $\pi^0$ -мезона коррелированной парой нуклонов в ядре проявляется в виде отрицательной корреляции. Это означает, что число «протонов назад» увеличивается за счет поглощения  $\pi^0$ -мезонов, т. е. за счет убывания числа  $\pi^0$ -мезонов, а следовательно, и  $\gamma$ -квантов.

Дискриминация по импульсу  $\gamma$ -квантов проведена с тем расчетом, что основная доля  $\gamma$ -квантов, образовавшихся от распада  $\pi^0$ -мезона с импульсом до 0,3 ГэВ/с, будет распределена в интервале импульсов до  $P = 0,3$  ГэВ/с. Кроме того, доля  $\gamma$ -квантов, образовавшихся от распада более высокоэнергичных  $\pi^0$ -мезонов, в этой области импульсов будет невелика.

На рис. 3 приведено отношение выходов  $\gamma$ -квантов в зависимости от их импульса для событий с «протонами назад» и без «протонов назад»:

$$R\left(\frac{p_{\downarrow}}{0}\right) = \frac{\langle n_{\gamma}(p_{\downarrow}) \rangle}{\langle n_{\gamma}(0) \rangle},$$

где  $\langle n_{\gamma}(p_{\downarrow}) \rangle$  — среднее число  $\gamma$ -квантов в событиях с «протонами назад»,  $\langle n_{\gamma}(0) \rangle$  — среднее число  $\gamma$ -квантов в событиях без «протонов назад».

Из поведения  $R(p_{\downarrow}/0)$  видно, что в области импульсов 0,2 ГэВ/с наблюдается провал. Причиной малого выхода малоэнергичных  $\gamma$ -квантов в событиях с «протонами назад» по отношению к событиям без «протонов назад», на наш взгляд, может служить механизм поглощения  $\pi^0$ -мезона на коррелированной паре нуклонов в ядре.

В заключение на основе приведенных данных, а также полученных ранее результатов можно сделать вывод о том, что механизм поглощения пионов на паре нуклонов дает определенный вклад в образование «прото-

нов назад». Следует особо отметить, что основной вклад в образование «протонов назад» дает поглощение  $\pi^+$  и  $\pi^0$ -мезонов, что и следовало ожидать.

Имеющийся в настоящее время набор экспериментальных данных является неполным и не позволяет сделать заключение в количественном отношении о вкладе механизма поглощения в образование «протонов назад». Поэтому необходимо продолжить экспериментальные исследования в поисках новой дополнительной информации, свидетельствующей в пользу механизма поглощения в ядре.

В заключение авторы благодарят Г. Р. Гулкяна за ценные советы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Абдинов О. Б. и др. ЯФ, 30, 396 (1979).
2. Абдинов О. Б. и др. ЯФ, 35, 1181 (1982).
3. Асатурян В. М. и др. ЯФ, 38, 684 (1983).
4. Jones G. Preprint TRI-PP-81-62 (1981).
5. Будагов Ю. А. и др. ЯФ, 15, 1165 (1972).
6. Валкар Ш. и др. Сообщение ОИЯИ 13-6140, Дубна, 1978.
7. Hollas C. L. et al. Phys. Rev., C 24, 1561 (1981).

### ԳԱՄՄԱ-ՔՎԱՆՏՆԵՐԻ ԵՎ ՊՐՈՏՈՆՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ ԿՈՐԵԼՅԱՑԻԱՅԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ $\pi^- C^{12}$ ՓՈԽԱԶԴԻՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐՈՒՄ

Վ. Մ. ԱՍԱՏՈՒՐՅԱՆ, Ա. Հ. ԽՈՒԴԱՎԵՐԴՅԱՆ

Աշխատանքը նվիրված է  $\pi^- C^{12}$  փոխազդեցություններում  $\gamma$ -քվանտների բազմակի ծնման ուսումնասիրությանը՝ ամբակոծող  $\pi^-$ -մեզոնի 5 ԳէՎ/Ս իմպուլսի դեպքում:  $\gamma$ -քվանտների բազմակի կորելյացիաների և հարաբերական ելքերի ուսումնասիրությունը պարտոնների հետ և առանց պարտոնների հետ՝ դեպքերում ցույց է տալիս, որ դանդաղ երկրորդային  $\pi^0$ -մեզոնի կլանումը միջուկում կորելյացված զույգի կողմից ներդրում է տալիս պարտոնների հետ՝ դեպքի առաջացման մեջ:

### INVESTIGATION OF CORRELATIONS OF GAMMA-QUANTA WITH "BACKSCATTERED PROTONS" IN $\pi^- C^{12}$ INTERACTIONS

V. M. ASATURYAN, A. H. KHUDAVERDYAN

The multiple production of gamma-quanta in  $\pi^- C^{12}$  interactions was studied at 5 GeV/c momentum of the incident pion. The study of multiplicity correlations and of relative yields of gamma-quanta in the events with and without "backscattered protons" indicates to the possibility of contribution made by the absorption of slow secondary  $\pi^0$ -mesons by a correlated pair of nucleons in a nucleus to the production of "backscattered protons".

УДК 623.315.592

## РОЛЬ РАЗЛИЧНЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ МЕХАНИЗМОВ В ОГРАНИЧЕНИИ РОСТА ЧИСЛА ПАРАМЕТРИЧЕСКИ ВОЗБУЖДЕННЫХ ФОНОНОВ

А. С. АМИРЯН, В. Г. ГРИГОРЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 17 июня 1983 г.)

Показано, что при больших превышениях над порогом стационарное число параметрически возбужденных фононов (ПВФ) определяется действием двух нелинейных механизмов: фазовым механизмом и нелинейным затуханием. При малых превышениях над порогом вклад в ограничение параметрической неустойчивости дает только нелинейное затухание, причем зависимость нелинейной добавки от числа ПВФ в декременте затухания является корневой.

Возможность параметрической генерации коротковолновых фононов в кристаллах при двухфононном поглощении монохроматического лазерного света была предсказана в работах [1, 2].

Настоящая работа посвящена исследованию нелинейной стадии параметрической неустойчивости фононов, когда генерация идет по схеме  $\omega \rightarrow 2LA$  ( $\omega$  — частота узкополосной накачки,  $LA$  — акустический продольный фонон). В случае внешней накачки основные механизмы, ограничивающие рост числа ПВФ, следующие: а) нелинейное затухание, связанное со слиянием ПВФ; б) нелинейное затухание, связанное с разогревом тепловых фононов (ТФ); в) фазовый механизм ограничения ПВФ (S-теория [3]).

Как показано в [2], механизм а) является неэффективным в случае узкополосной накачки и не дает возможности продвинуться сколько-нибудь далеко за порог; кроме того, процессы слияния ПВФ могут быть запрещены законами сохранения. Априори можно утверждать, что в случае генерации поперечных акустических (ТА) фононов вследствие нераспадности спектра ТА-фононов эффективным будет фазовый механизм ограничения. И наконец, в случае генерации LA-фононов монохроматическим лазерным светом необходимо учитывать оба ограничивающих механизма б и в, что и сделано в настоящей работе. Температура кристалла  $T$  принимается равной нулю.

При генерации LA-фононов из-за нераспадности спектра ТА-фононов происходит накопление ТА-фононов по схеме  $LA \rightleftharpoons LA + TA$ ,  $LA \rightleftharpoons 2TA$ , что, в свою очередь, приводит к изменению декремента затухания LA-фононов:

$$\gamma_{k,1}^{\text{нел.}} = \gamma_{k,1}(0) + \gamma_{k,1}(n_{\Phi}),$$

где  $\gamma_{k,1}$  — декремент затухания  $LA$ -фононов,  $k$  — квазиволновой вектор этих фононов, а  $n_\phi$  — их число в стационарном состоянии.

Фазовый механизм ограничения амплитуд волн при их генерации монохроматической накачкой подробно рассмотрен в [3]. Как показано в этой работе, с увеличением амплитуд параметрически возбужденных волн уменьшается корреляция между суммарной фазой этих волн и фазой накачки, что, в конечном счете, приводит к ограничению их амплитуд. Для нахождения стационарного числа ПВФ воспользуемся основным уравнением  $S$ -теории, выведенным в [3]:

$$N = \frac{1}{S} \sqrt{(\lambda_{11}^{k_0})^2 - (\gamma_{k_0,1}^{нел.})^2}, \quad (1)$$

где  $N$  — полное число ПВФ в стационарном состоянии,  $\lambda_{11}^{k_0}$  — матричный элемент взаимодействия света с  $LA$ -фононами,  $S$  — ангармонический коэффициент четвертого порядка, а  $k_0$  определяется из условия  $2\omega_{k_0,1} = \omega_0$  ( $\omega_{k_0,1}$  — частота  $LA$ -фонона,  $\omega_0$  — частота монохроматической накачки). Отметим, что количественное рассмотрение явления проводится на возможно более простой модели, все еще сохраняющей основные особенности явления: спектр фононов считается изотропным и не учитываются зависимости оптического матричного элемента  $\lambda_{11}^{k_0}$  и ангармонических коэффициентов от углов, что делает анализ качественным, носящим оценочный характер.

Для такой модели в стационарном состоянии, удовлетворяющем условию внешней устойчивости [3], для чисел заполнения  $LA$ -фононов справедливо выражение

$$n_{k,1} = \frac{2\pi^2}{k_0^2} N \delta(k - k_0). \quad (2)$$

Чтобы определить стационарное число  $N$  ПВФ, из (1) необходимо найти зависимость  $\gamma_{k_0,1}^{нел.}$  от  $N$ . Согласно [4]  $\gamma_{k_0,1}$  имеет вид

$$\begin{aligned} \gamma_{k_0,1} = & \sum_{k', k''} \left[ \sum_j \beta_{12,j}(k_0, k', -k'') n_{k',2} \Delta(k'' - k_0 - k') \times \right. \\ & \times \delta(\omega_{k',j} - \omega_{k_0,1} - \omega_{k',2}) + \sum_{j'=1,2} \beta_{j',21}(k', k'', -k_0) (n_{k',j'} + n_{k',2} + 1) \times \\ & \left. \times \Delta(k_0 - k' - k'') \delta(\omega_{k_0,1} - \omega_{k',j'} - \omega_{k',2}) \right]. \quad (3) \end{aligned}$$

В (3) индексом 2 обозначена поперечная акустическая ветвь,  $n_{k,1(2)}$  — числа заполнения  $LA$ - и  $TA$ -фононов, а  $\beta$  связаны с квадратом модуля кубических ангармонических коэффициентов. Кроме того в (3) учтено, что из-за распадности спектров  $n_{k,j} \equiv 0$  при  $j \neq 1, 2$  ( $T = 0$ ).

Стационарные числа  $n_{k,2}$  определим из уравнения баланса, выведенного в [4]. С учетом (2) это уравнение принимает следующий вид:

$$NA(n_{k,2} + n_{k,2}^- + 1) + NB(n_{k,2} + 1) - n_{k,2}(C + NC') = 0, \quad (4)$$

$$N\tilde{A}(n_{k,2} + n_{k,2}^- + 1) + N\tilde{B}(n_{k,2}^- + 1) - n_{k,2}^-(\tilde{C} + \tilde{C}') = 0,$$

где

$$A = \frac{2\pi^2}{k_0^3} \int dk' [\beta_{221}(k, k', -k'') \delta(k'' - k_0) \delta(\omega_{k',1} - \omega_{k,2} - \omega_{k',2})],$$

$$B = \frac{2\pi^2}{k_0^3} \int dk' [\beta_{211}(k, k', -k'') \delta(k'' - k_0) \delta(\omega_{k',1} - \omega_{k,2} - \omega_{k',1})],$$

$$C = \int dk' [\beta_{221}(k, k', -k'') n_{k',2} \delta(\omega_{k,1} - \omega_{k,2} - \omega_{k',2})],$$

$$C' = \frac{2\pi^2}{k_0^3} \int dk' [\beta_{211}(k, k', -k'') \delta(k' - k_0) \delta(\omega_{k',1} - \omega_{k,2} - \omega_{k',1})].$$

Здесь  $k'' = k' + k$ ,  $\omega_{k,2} + \omega_{\tilde{k},2} = \omega_{k_0,1}$ , а  $\tilde{A}$ ,  $\tilde{B}$ ,  $\tilde{C}$  и  $\tilde{C}'$  получаются из соответствующих коэффициентов заменой  $k \rightarrow \tilde{k}$ .

Для решения системы (4) воспользуемся следующим обстоятельством. В (3) существенными являются  $k'$  порядка предельного значения, что связано, во-первых, с малой величиной фазового объема при малых  $k'$  и, во-вторых, с дополнительной малостью, происходящей от ангармонических коэффициентов  $\beta$  [4]. По этой же причине существенны большие  $k'$  и в интеграле для  $C$ .

Далее, следуя правилам, приведенным в [4], для величин  $A$ ,  $B$ ,  $C$  и  $C'$  получаем следующие приближенные выражения:

$$A \simeq B \simeq C' \simeq \frac{8\pi^3\beta}{\omega_{k,1}}, \quad C \simeq \frac{\beta}{\omega_{k_0,1}} \int n_{k',2} dk'. \quad (5)$$

Оценим область волновых чисел  $TA$ -фононов, возникающих в результате распада  $LA$ -фононов, исходя из линейного закона дисперсии для спектра фононов:  $\omega_{k,1} = c_e k$ ,  $\omega_{k,2} = c_l k$ . Для процессов  $LA \rightarrow LA + TA$ ,  $LA \rightarrow 2TA$  соответственно имеем

$$k \leq \frac{2k_0}{1 + c_l/c_e}, \quad (c_l/c_e - 1) \frac{k_0}{2} \leq k \leq (c_l/c_e + 1) \frac{k_0}{2}. \quad (6)$$

Из (6) видно, что при типичном соотношении  $c_l/c_e = 2$  для эффективной области изменения значений волновых чисел имеем  $k \approx k_0$ . Предполагая функцию  $n_{k,2}$  достаточно гладкой в ней, для коэффициента  $C$  окончательно будем иметь выражение

$$C \simeq \frac{4\beta n_{k,2} k_0^3}{\omega_{k_0,1}}. \quad (7)$$

Для оценки порядка  $n_{k,2}$  из (4) с учетом (5) и (7) получаем приближенное соотношение

$$n_{k,2}^2 k_0^3 - 4\pi^3 N n_{k,2} - 4\pi^3 N = 0$$

или

$$n_{k,2} = \frac{2\pi^3 N + \sqrt{4\pi^6 N^2 + 4\pi^3 k_0^3 N}}{k_0^3}. \quad (8)$$

Исследуем частные случаи решения (8).

$$1) \text{ При } N \gg \left(\frac{k_0}{\pi}\right)^3 \approx 10^{22} \text{ см}^{-3} \quad n_{k,2} \approx \frac{4\pi^3 N}{k_0^3} \approx 4 \cdot 10^{-22} N.$$

Подставив полученное значение  $n_{k,2}$  в (3), для  $\gamma_{k_0,1}^{\text{нел.}}$  приближенно получим

$$\gamma_{k_0,1}^{\text{нел.}} \approx \gamma_{k_0,1}^{(0)} + \eta_1 N \gamma_{k_0,1}^{(0)}, \quad \eta_1 \approx 10^{-21} \text{ см}^3.$$

Оценим ангармонический коэффициент  $S$  из выражения (1), следуя [4]:

$$S \approx \frac{\hbar \bar{v}^2}{2 M \bar{a}_0 \omega_{k_0,1}^2} \approx 10^{-12} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}. \quad (9)$$

Для входящих в (9) физических величин взяты их типичные значения:  $\bar{v} \approx 5 \cdot 10^8 \text{ см/с}$ ,  $M \approx 10^{-22} \text{ г}$ ,  $\bar{a}_0 \approx 2 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ ,  $\omega_{k_0,1} \approx 10^{13} \text{ с}^{-1}$ . Таким образом, при  $\gamma_{k_0,1}^{(0)} = \gamma_{k_0,1} \approx 10^{10} \text{ с}^{-1}$   $\eta_1 \gamma_{k_0,1} > S$ . Однако, учитывая грубость оценок, мы предполагаем, что  $\eta_1 \approx S$ . В этом случае, как видно из (1), стационарное число фононов  $N$  будет равно

$$N = \frac{-\eta_1 \gamma_{k_0,1} + \sqrt{(\lambda_{11}^{k_0})^2 [S^2 + (\eta_1')^2] - S^2 \gamma_{k_0,1}^2}}{S^2 + (\eta_1')^2}. \quad (10)$$

Так как случай  $N \gg 10^{22} \text{ см}^{-3}$  соответствует большому превышению над порогом ( $\lambda_{11}^{k_0} \gg \gamma_{k_0,1}$ ), то при  $S \approx \eta_1'$  необходимо учитывать оба механизма в ограничении роста числа ПВФ.

2) При  $N \ll 10^{22} \text{ см}^{-3}$   $n_{k,2} \approx 2\pi^{3/2} k_0^{-3/2} \sqrt{N} \approx 10^{-11} \sqrt{N}$   
или

$$\gamma_{k_0,1}^{\text{нел.}} \approx \gamma_{k_0,1} + \eta_2 \gamma_{k_0,1} \sqrt{N}, \quad \eta_2 \approx 10^{-11} \text{ см}^{3/2}.$$

В этом случае для определения стационарного числа ПВФ из (1) получается следующее уравнение четвертой степени ( $\eta'' = \eta_2 \gamma_{k_0,1}$ ):

$$S^2 (\sqrt{N})^4 + (\eta'')^2 (\sqrt{N})^2 + 2\gamma_{k_0,1} \eta'' \sqrt{N} - [(\lambda_{11}^{k_0})^2 - \gamma_{k_0,1}^2] = 0, \quad (11)$$

которое при малых превышениях над порогом имеет решение ( $\lambda_{11}^{k_0} = \gamma_{k_0,1} + g\gamma_{k_0,1}$ ,  $g \ll 1$ )

$$N = \frac{(\lambda_{11}^{k_0} - \gamma_{k_0,1})^2}{(\eta'')^2}. \quad (12)$$

Таким образом, при малых превышениях над порогом механизм ограничения связан только с нелинейным затуханием. При наших оценках коэффициентов  $S$  и  $\eta''$ , как легко убедиться, формула (12) будет с хорошей точностью определять стационарное число ПВФ, вплоть до значений  $g \lesssim 1$ .

В заключение авторы выражают благодарность Э. М. Казаряну за полезные обсуждения работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Григорян В. Г., Казарян Э. М., Меликян А. О. ФТТ, 21, 629 (1979).  
Григорян В. Г. ФТТ, 21, 1907 (1979).

2. Булдаев С. А., Каплан Б. И., Левинсон И. Б. ЖЭТФ, 70, 1550 (1976).
3. Захаров В. Е., Львов В. С., Старобинец С. С. УФН, 114, 609 (1974).
4. Гуревич В. Л. Кинетика фононных систем. Изд. Наука, М., 1980, гл. 1.

**SURFIER ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ՄԵՆԱՆԻՉՄՆԵՐԻ ԴԵՐԸ ՊԱՐԱՄԵՏՐԻԿՈՐԵՆ ԳՐԳՈՎԱԾ ՖՈՆՈՆՆԵՐԻ ԹՎԻ ԱՃԻ ՍԱՀՄԱՆԱՓԱԿՄԱՆ ՄԵՋ**

Ա. Ս. ԱՄԻՐՅԱՆ, Վ. Գ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Նույց է արված, որ շեմի զգալի գերազանցման դեպքում պարամետրիկորեն գրգռված ֆոնոնների (ՊԳՖ) ստացիոնար թիվը որոշվում է երկու ոչ գծային մեխանիզմների՝ ֆազային մեխանիզմի և ոչ գծային մարման ազդեցությամբ: Շեմի փոքր գերազանցման դեպքում պարամետրիկ անկայունության սահմանափակման մեջ ներդրում է ունենում միայն ոչ գծային մարմանը, ընդ որում ոչ գծային հավելումի կախումը ՊԳՖ-ի թվից մարման զործակցում արմատային է:

**THE ROLE OF DIFFERENT NONLINEAR MECHANISMS IN THE LIMITATION OF THE NUMBER OF PARAMETRICALLY EXCITED PHONONS**

A. S. AMIRYAN, V. G. GRIGORYAN

It is shown that when the intensity of electromagnetic radiation greatly exceeds the threshold, the stationary number of parametrically generated phonons (PGP) is determined by two nonlinear mechanisms: the phase mechanism and nonlinear decrement. When the excess over the threshold is small, the number of PGP is determined only by the nonlinear decrement and the dependence of nonlinear addition in the decrement of PGP on the stationary number of PGP has a square root form.



УДК 534.286

## К МЕТОДИКЕ ИЗМЕРЕНИЯ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЗАТУХАНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКАХ

Р. П. ВАРДАПЕТЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 25 июня 1983 г.)

Исследовано влияние освещения на прохождение ультразвука в высокоомных фотопроводящих кристаллах  $GdS$ . Показано, что при больших уровнях освещенности вследствие уменьшения скорости ультразвука уменьшается резонансная частота, соответствующая максимальному прохождению волны через кристалл. Это приводит к необходимости учета двух связанных с измерениями эффектов: 1) при работе на фиксированной частоте в значение коэффициента фоточувствительного поглощения необходимо ввести поправку, связанную с «уходом частоты»; 2) в зависимости от частоты ультразвука при освещении можно наблюдать как ослабление, так и усиление ультразвука.

### В в е д е н и е

Бурное развитие акустоэлектроники как самостоятельной части физики полупроводников связано с наблюдением Хатсоном, Мак-Фи и Уайтом [1] усиления ультразвука в кристалле  $CdS$  дрейфовым электрическим полем. Эта работа основана на обнаруженной в [2—4] сильной зависимости затухания ультразвука в  $CdS$  от проводимости, изменяемой освещением кристалла, причем в одних образцах освещение увеличивало затухание (по сравнению с темновым), а в других — уменьшало. Вскоре после этого Дрансфельд [5] наблюдал прохождение коэффициента фоточувствительного затухания ультразвука (ФЗУ) в  $CdS$  через максимум при изменении интенсивности освещения. Эти наблюдения вместе с обнаружением сильного пьезоэффекта в  $CdS$  и  $ZnO$  [6] привели Хатсона и Уайта [7, 8] к разработке теории акустоэлектрических явлений в пьезополупроводниках.

В работах [9, 10] при исследовании ФЗУ в  $CdS$  была обнаружена сильная зависимость знака эффекта от частоты ультразвука: в одном и том же кристалле на одних частотах (в диапазоне 1—20 мГц) свет ослаблял ультразвук, а на других, отличающихся на несколько кГц, — усиливал. Рассмотрим подробнее это явление и, в частности, его влияние на точность измерения коэффициента ФЗУ.

### 1. Акустические характеристики образца

В непрерывном методе возбуждения колебаний используются механические резонансные свойства составного резонатора в виде исследуемого образца с плоско-параллельными торцами, на которые приклеены преоб-

разователи ультразвука. Анализ распространения нормальных волн в таком образце проведен в [11] на основе теории длинных передающих линий с затуханием [12].

Если с одного торца образца длиной  $L = d/2$  возбудить колебания, то вдоль образца будет распространяться плоская волна

$$u_0 \exp(-\alpha_0 x) \exp\{i(\omega t - k_0 x)\}. \quad (1)$$

При сравнительно малом затухании ( $\alpha_0 d \ll 1$ ) в результате многократных отражений от торцевых поверхностей интенсивность колебаний периодически при  $k_0 d = 2\pi n$  ( $n$  нумерует гармоники) возрастает, что свидетельствует о возникновении механических резонансов с частотами

$$\omega_0(n) = 2\pi n v_0 / d. \quad (2)$$

Здесь  $v_0$  и  $\alpha_0$  — скорость и коэффициент затухания при равновесной (темновой) концентрации свободных электронов.

В области механического резонанса амплитуда сигнала на преобразователе имеет вид лоренцевской кривой [11]

$$A_0(\omega) \simeq \frac{(\alpha_0 d)^{-1}}{1 + \left(\frac{\omega_0 - \omega}{\alpha_0 v_0}\right)^2}. \quad (3)$$

с полушириной  $\Delta\omega = \alpha_0 v_0$ .

Изменение скорости и коэффициента затухания ультразвука (например при освещении образца) изменяет амплитуду  $A$  так, что

$$A(\omega) \simeq \frac{(\alpha d)^{-1}}{1 + \left(\frac{\omega_x - \omega}{\alpha v}\right)^2}, \quad (4)$$

где  $\omega_x = 2\pi n v / d$  — новая резонансная частота.

Для исследования частотной зависимости ФЗУ удобно ввести параметр  $\eta = \omega / \omega_0$ . Тогда выражение (4) примет вид

$$A(\eta) \simeq \frac{\lambda (\alpha_0 d)^{-1}}{1 + [2Q\lambda(1 - \eta)]^2}, \quad (5)$$

где  $Q = \omega_0 / 2\alpha_0 v_0$  — добротность резонатора,  $\lambda = \alpha_0 / \alpha$  и  $\gamma = v_0 / v$  — относительное затухание и относительная скорость ультразвуковых волн в освещенном образце.

Из выражения (5) следует, что при работе входного преобразователя на частоте  $\omega = \eta\omega_0$  коэффициент ФЗУ  $A(\eta)/A_0(\eta)$  равен не  $\lambda$ , а

$$R(\eta) = \lambda \frac{1 + [2Q(1 - \eta)]^2}{1 + [2\lambda Q(1 - \eta)]^2}. \quad (6)$$

Это приводит к необходимости учета двух связанных с измерениями ФЗУ эффектов.

1. Если частота ультразвука равна  $\omega_0$ , а  $\gamma \simeq 1$ , то  $R = \lambda$ . В случае, когда изменение скорости ультразвука значительно и  $\gamma$  не равно 1,  $R$  меньше  $\lambda$ , т. е. измеряемое на частоте  $\omega_0$  затухание  $\alpha_0/R$  больше, чем истинное, равное  $\alpha_0/\lambda$ .

2. Для любых разумных значений  $\lambda$  и  $\gamma$  уравнение (6) имеет два решения  $\tau_1$  и  $\tau_2$ , при которых  $R=1$ , т. е. на частотах  $\omega_1 = \tau_1 \omega_0$  и  $\omega_2 = \tau_2 \omega_0$  свет не влияет на прохождение ультразвука. В этом случае амплитуда сигнала на выходе должна меняться только в моменты включения и выключения света. В то же время на частотах  $\omega < \omega_1$  и  $\omega > \omega_2$   $R > 1$ , и при освещении кристалла можно наблюдать усиление ультразвука.

Эти эффекты являются следствием уширения резонансной линии из-за изменения добротности  $Q$  на  $\lambda Q$  и резко растут в случае высокодобротных резонаторов.

## 2. ФЭУ в пьезополупроводниках

Экспериментально часто наблюдается ситуация, когда поглощение ультразвука в кристалле исследуется в отсутствии дрейфового электрического поля. Если при этом частота диффузии электронов  $\omega_D$  больше частоты ультразвука  $\omega$  и частоты релаксации проводимости  $\omega_\sigma$ , то полученные Уайтом [8] выражения для скорости  $v$  и коэффициента затухания  $\alpha$  пьезоэлектрически активных ультразвуковых волн упрощаются и принимают вид

$$v = (\rho/c)^{1/2} \left[ 1 + \frac{K^2}{2} \frac{1}{1 + (\omega_\sigma/\omega)^2} \right], \quad (7)$$

$$\alpha = (c/\rho)^{1/2} \frac{K^2}{2} \frac{\omega_\sigma}{1 + (\omega_\sigma/\omega)^2}, \quad (8)$$

где  $K$  — коэффициент электромеханической связи, равный 0,155 для продольных волн в  $CdS$ ,  $\rho$  — плотность материала,  $c$  — модуль упругости.

При комнатной температуре для кристалла сульфида кадмия  $\omega_D \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ , так что выражения (7) и (8) верны для частот ультразвука  $\omega/2\pi < 500 \text{ мГц}$  и проводимостей  $\sigma = \omega_\sigma \epsilon_0 \epsilon < 10^{-3} (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$ . Здесь  $\epsilon$  и  $\epsilon_0$  — соответственно диэлектрические проницаемости кристалла и вакуума. Для высокоомных фотопроводящих кристаллов  $CdS$  с темновой проводимостью  $\sigma_0 < 10^{-10} (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$   $\omega_\sigma < 10^3 \text{ с}^{-1}$ . При освещении кристаллов с ростом проводимости растет и  $\omega_\sigma$ .

На рис. 1 показано полученное с помощью выражений (5), (7) и (8) изменение формы резонансной кривой механических колебаний составного резонатора при изменении проводимости кристалла. Вследствие значительного поглощения ультразвука фотоэлектронами при освещении резко уменьшаются амплитуда пика и добротность резонатора. При  $\sigma > 10^3 \sigma_0$  резонансный пик почти полностью подавляется, а затем, начиная с  $\sigma > 10^6 \sigma_0$ , вновь восстанавливается, но при этом вследствие уменьшения скорости ультразвука резонансная частота уменьшается и пик смещается влево. Максимальное значение относительного смещения резонансной частоты  $\Delta\omega_0/\omega_0 \approx K^2/2$ .

На рис. 1 видно также, что при больших уровнях освещенности  $R(1) < \lambda$ . Такое отклонение измеряемого значения затухания от истинного существенно зависит от  $Q$  и резко растет при переходе к высокодобр-

ротным резонаторам, используемым, в частности, в ядерном акустическом резонансе (рис. 2).

На рис. 3 показана частотная зависимость коэффициента ФЭУ в  $CdS$  при различных значениях проводимости кристалла. Из этого рисунка, как

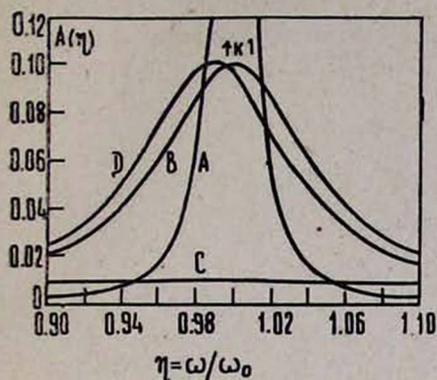


Рис. 1.

Рис. 1. Уширение и сдвиг резонансной частоты кривой механических колебаний кристалла  $CdS$  при освещении:  $Q = 100$ ,  $\omega_0 = 10^6 \text{ с}^{-1}$ ,  $\sigma = 10^{-10} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$  (A),  $10^{-9}$  (B),  $10^{-8}$  (C),  $10^{-7}$  (D).

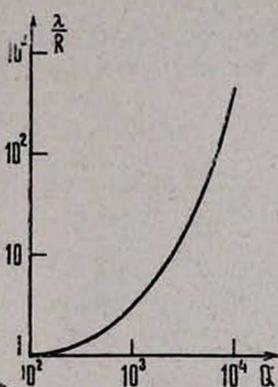


Рис. 2.

Рис. 2. Зависимость величины  $\lambda/R$  от добротности акустического резонатора при  $\lambda = 0,1$ ,  $\gamma = 1,01$ ,  $\eta = 1$ .

и из рис. 1, следует, что на частотах, несколько отличных от  $\omega_0$ , можно наблюдать усиление ультразвука при освещении кристалла. Как и в предыдущем случае, эффект усиления сильно зависит от  $Q$ . Так, для  $Q = 5000$ ,

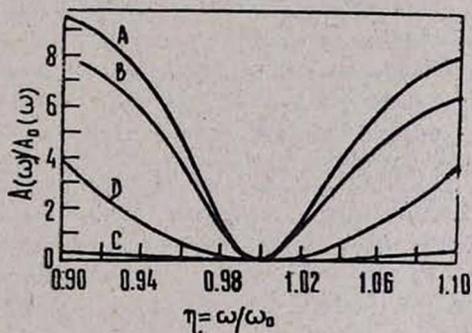


Рис. 3. Зависимость коэффициента ФЭУ от частоты при  $\omega_0 = 10^6 \text{ с}^{-1}$ ,  $Q = 100$ ,  $\sigma = 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$  (A),  $10^{-9}$  (B),  $10^{-8}$  (D),  $10^{-7}$  (C).

$\lambda = 0,1$  и  $\gamma = 1,01$  на частотах  $\omega \approx 10^6 \text{ с}^{-1}$  в кристалле  $CdS$  можно наблюдать усиление ультразвука свыше 60 дБ.

### Выводы

1. При измерении сильного ФЭУ в пьезополупроводниках типа  $CdS$  необходимо каждый раз при изменении освещенности подстраивать ВЧ-генератор для работы на частоте, соответствующей максимальному прохождению ультразвуковой волны через кристалл. При отсутствии возможности изменения частоты необходимо вводить поправку в полученное значение коэффициента ФЭУ согласно формуле (6), положив в ней  $\eta = 1$ .

Этого недостатка лишены резонансные методы, в которых сам исследуемый образец является источником ультразвуковых колебаний, например, метод свободных колебаний образца [13].

2. В фоточувствительных пьезолупроводниках в зависимости от частоты ультразвука и интенсивности света возможны два режима оптической модуляции интенсивности ультразвука, отличающиеся знаком глубины модуляции  $m = (A_0 - A)/(A_0 + A)$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Hutson A. R., McFee J. H., White D. L. Phys. Rev. Lett., 7, 237 (1961).
2. Gobrecht H., Bartschat A. Z. für Phys., Bd153, 529 (1959).
3. Nine H. D. Phys. Rev., Lett., 4, 359 (1960).
4. Nine H. D., Truell R. Phys. Rev., 123, 799 (1961).
5. Мак-Фи. В кн. «Физическая акустика», под ред. У. Мезона. Изд. Мир, М., 1969, т. IVA, с. 42.
6. Hutson A. R. Phys. Rev. Lett., 9, 296 (1962).
7. Hutson A. R., White D. L. J. Appl. Phys., 33, 40 (1962).
8. White D. L. J. Appl. Phys., 33, 2547 (1962).
9. Дургарян А. А. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 14, 276 (1979).
10. Вардапетян Р. П., Гардялян Р. С., Дургарян А. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 17, 286 (1982).
11. Muller J. C., Bolef D. I. J. Appl. Phys., 39, 4589 (1969).
12. Mason W. P. Physical Acoustics and Properties of Solids, N. Y., 1964.
13. Колесников А. Е. Ультразвуковые измерения. Изд. стандартов, М., 1982.

#### ՊՅՆՁՈՒԿԻՍԱԶՍԱԿՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ ՈՒՆՏՐԱՉՍՅՆԻ ԼՈՒՍԱԶԳԱՅՈՒԷՄՍԱՐՈՒՄԸ ՉԱՓՆԵԼՈՒ ՄԵԹՈԴԻ ՎԵՐԱԲԵՐՑԱԿ

Ռ. Պ. ՎԱՐԴԱՊԵՏՅԱՆ

Աշխատանքում ուսումնասիրված է լույսի ազդեցությունը ֆոտոհաղորդիչ բյուրեղներում ուլտրաձայնի տարածման վրա: Ցույց է տրված, որ լույսի մեծ ինտենսիվությունների դեպքում ուլտրաձայնի արագության նվազման հետևանքով նվազում է բյուրեղի միջով ուլտրաձայնի մարսիմալ անցմանը համապատասխանող ռեզոնանսային հաճախությունը: Դա բերում է այն եզրակացության, որ շափումների ժամանակ անհրաժեշտ է հաշվի առնել հետևյալ հանգամանքները: 1. Հաստատուն հաճախությամբ շափում կատարելիս լուսազդայուն կլանման գործակիցի մեջ անհրաժեշտ է կատարել ճշգրտում, որը կապված է ռեզոնանսային հաճախության նվազման հետ: 2. Բյուրեղը լուսավորելիս ուլտրաձայնի հաճախությունից կախված կարելի է դիտել նրա ուժեղացում կամ նվազում:

#### ON THE MEASUREMENT OF LIGHT-SENSITIVE ATTENUATION OF ULTRASOUND IN PIEZOSEMICONDUCTORS

R. P. VARDAPETYAN

The effect of light on the ultrasound attenuation in photoconducting CdS crystals is studied. It is shown that the reduction in the velocity of ultrasound at the illumination leads to a decrease in the resonance frequency corresponding to maximum ultrasound transmission through the crystal. Hence, the following facts should be taken into account during the measurements: i) for measurements at fixed frequency of the ultrasound it is necessary to apply a correction for the resonance frequency drift; ii) at the illumination of the crystal one can observe both the effects of attenuation increase and decrease depending on the ultrasound frequency change.

УДК 621.382.22

О ДЕТЕКТИРУЮЩИХ СВОЙСТВАХ ПЕРЕХОДОВ  
МЕТАЛЛ—БАРЬЕР—МЕТАЛЛ

А. Г. АЛЕКСАНЯН, Э. М. БЕЛЕНОВ

Институт радиопизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 6 мая 1983 г.)

Исследован механизм протекания тока в структурах металл—барьер—металл в случае, когда энергия кванта меньше высоты барьера. Показано, что при этом детектирование связано с появлением надбарьерного тока вследствие деформации функции распределения.

1. Экспериментальные исследования показали, что нелинейная зависимость тока, протекающего через структуру металл—барьер—металл (МБМ)\*, от напряжения, индуцируемого на переходе при облучении электромагнитным полем, сохраняет свою форму по крайней мере до частот  $10^{14}$ — $10^{15}$  Гц [1]. Благодаря столь высокому быстродействию стало возможным применять МБМ переходы в качестве генераторов гармоник, смесителей излучений и детекторов в диапазоне частот  $10^9$ — $10^{15}$  Гц [2].

Известно [3], что в СВЧ, субмиллиметровом и инфракрасном диапазонах длин волн механизм детектирования связан с амплитудной модуляцией туннельного тока излучением, наводимым в переходе с помощью антенного механизма [4], а в случае, когда энергия кванта излучения превышает высоту барьера, детектируемый ток обусловлен квантовой природой поглощения излучения электронами.

Поэтому, на наш взгляд, представляется весьма важным исследование механизма протекания тока в подобных переходах, позволяющего детектировать электромагнитное излучение в случае, когда учет величины энергии кванта излучения становится существенным, но недостаточным, чтобы описать ток простым перебросом электрона через барьер.

Известно [5], что основной вклад в туннельный ток дают электроны, находящиеся в непосредственной близости от уровня Ферми, т. к. для электронов в более низких состояниях коэффициент прозрачности экспоненциально мал. Другими словами, вероятность туннелирования с ростом энергии над уровнем Ферми растет быстрее, чем убывает вероятность заселенности. Поэтому особый интерес представляет рассмотрение именно таких электронов, распределение которых в отсутствие поля можно считать максвелловским.

Под действием электромагнитного поля, генерируемого на МБМ переходе, при его лазерном облучении функция распределения может изме-

\* Барьером служит изолирующая прослойка толщиной  $\sim 10^{-7}$  см.

няться как за счет классического набора энергии электроном, так и за счет квантового характера поглощения света. Если функция распределения при таком характере поглощения излучения изменяется значительно, то это может привести к появлению надбарьерного тока.

2. Для вычисления этого тока рассмотрим газ электронов, поведение которых описывается квантовым кинетическим уравнением [6]

$$\frac{\partial F}{\partial t} = GN \{ -a(\varepsilon) F(\varepsilon) - b(\varepsilon) F(\varepsilon) + b(\varepsilon + \hbar\omega) F(\varepsilon + \hbar\omega) + a(\varepsilon - \hbar\omega) F(\varepsilon - \hbar\omega) \} + Q; \int_0^{\infty} F(\varepsilon) d\varepsilon = n, \quad (1)$$

где  $G$  (в  $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ) — поток световых квантов,  $N$  — плотность атомов,  $a(\varepsilon)$  — коэффициент поглощения излучения,  $b(\varepsilon + \hbar\omega) = [\varepsilon/(\varepsilon + \hbar\omega)]^{1/2} a(\varepsilon)$  — коэффициент вынужденного излучения,  $n$  — плотность электронов,  $Q$  — интеграл столкновений, не связанный с взаимодействием электрона с полем излучения. Уравнение (1), очевидно, можно решать только численно.

Конечно-разностное уравнение (1) можно свести к дифференциальному уравнению, разложив его правую часть в ряд до кубических по  $\hbar\omega$  членов [7]. Такое приближение уже позволяет учесть квантовый характер поглощения света электронами, поскольку оно в явном виде содержит постоянную Планка. В результате получим

$$\frac{(\hbar\omega)^2}{2} \frac{\partial^3 F}{\partial \varepsilon^3} - 2\varepsilon \frac{\partial^2 F}{\partial \varepsilon^2} - \frac{\partial F}{\partial \varepsilon} + \frac{3}{\alpha\tau} F(\varepsilon) = 0, \quad (2)$$

где  $\alpha = (e^2 E_0^2 / 2 m \omega^2) \nu_{eff}$  — классическое выражение скорости набора энергии электроном в поле  $E = E_0 \cos \omega t$ ,  $\nu_{eff}$  — частота столкновений электрона, связанных с изменением импульса,  $e, m$  — заряд и масса электрона,  $\tau = \left( \frac{2m}{M} \nu_{eff} \right)^{-1}$  — время релаксации электрона по энергии,

$M$  — масса иона.

Таким образом, мы получили кинетическое уравнение для электронов, в котором учитывается квантовый характер набора энергии электроном в переменном электромагнитном поле. Функция распределения  $F(\varepsilon)$  удовлетворяет следующим граничным условиям:  $F_1(\infty) = 0$ ,  $F'(0) = 0$ ,  $F''(0) = 0$ . Первое из этих условий является очевидным, второе следует из требования однозначности определения средней скорости набора энергии электроном в электрическом поле, а третье — из обращения при  $\varepsilon = 0$  потока электронов в нуль.

Уравнение (2) в области энергий  $0 < \varepsilon < \infty$  точно не решается. В то же время при малых  $\varepsilon$  функцию распределения можно аппроксимировать выражением

$$F(\varepsilon) = F_1(\varepsilon) = c_1 \exp \left\{ -\frac{1}{3} \frac{\varepsilon^3}{(\hbar\omega)^2 \alpha \tau} \right\}, \quad (3)$$

при больших  $\varepsilon$  — выражением

$$F(\varepsilon) = F_2(\varepsilon) = c_2 \exp \{ -2\sqrt{(3/\alpha\tau)} \varepsilon \}. \quad (4)$$

Аппроксимируя функцию  $F(\varepsilon)$  на всем интервале энергий двумя функциями  $F_1(\varepsilon)$  и  $F_2(\varepsilon)$ , из условия непрерывности  $F_1(\varepsilon)$  и  $F_2(\varepsilon)$  и их производных нетрудно найти значение энергии  $\varepsilon = I$ , при котором одно решение переходит в другое:

$$I = \sqrt[5]{3 (\hbar\omega)^4 a \tau}. \quad (5)$$

Полагая  $E_0 \approx 10^5$  В/см (типичное значение напряженности поля, генерируемого на МБМ переходе при его лазерном облучении [8]),  $\hbar\omega \approx 1 \div 2$  эВ,  $v_{eff} \tau \approx 10^3$ , находим  $I \approx 1$  эВ. Согласно (5) положение точки  $I$  на энергетической оси более всего зависит от величины кванта излучения. При уменьшении энергии кванта величина  $I$  будет стремиться к нулю, и в случае, когда квантовые эффекты становятся пренебрежимо малыми ( $\hbar\omega \rightarrow 0$ ), решение уравнения (2) будет описываться выражением (4), т. е. будет иметь место классический нагрев электронов в облучаемом контакте поле. Однако при применяемых мощностях источников излучения и их длинах волн подобный нагрев будет столь незначительным, что им можно пренебречь.

3. При известной функции распределения электронов можно вычислить и плотность электрического тока в переходе. Однако решения (3) и (4) определяют изотропную часть функции распределения в энергетическом пространстве, которая не связана прямо с током, текущим через переход. Введем функцию

$$f_0(\varepsilon) = \frac{m^{3/2} F(\varepsilon)}{2\pi \sqrt{\varepsilon}}. \quad (6)$$

При этом плотность электронов определяется соотношением

$$n = (2\pi/m^{3/2}) \int_0^\infty f_0(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon, \quad (7)$$

а плотность тока —

$$J = e \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi d\theta \cos \theta \int_0^\infty v f_1(v, \theta) dv, \quad (8)$$

где  $\theta$  — угол между вектором напряженности поля  $\mathbf{E}(t) = E_0 \cos \omega t$  и скоростью  $\mathbf{v}$  электрона. Входящая в (8) функция  $f_1(v, \theta)$  является первой поправкой к сферически симметричной функции распределения  $f_0(\varepsilon)$  (первый полином Лежандра) и связана с  $f_0(\varepsilon)$  соотношением\*

$$f_1(v, \theta) = \frac{eE}{m} v \cos \theta [a(v) \cos \omega t + b(v) \sin \omega t], \quad (9)$$

$$a(v) = -\frac{1}{v} \frac{1}{v_{eff}} \frac{\partial f_0}{\partial v} \left(1 + \frac{\omega^2}{v_{eff}^2}\right)^{-1}, \quad b(v) = \frac{\omega}{v_{eff}} a(v). \quad (10)$$

Рассмотрим теперь случай  $\omega > v_{eff}$ . Из (9) и (10) следует, что

\* Соотношения (9)—(11) точно выполняются в предельном случае  $\hbar\omega \rightarrow 0$ ; ниже мы считаем, что они приближенно верны и при конечной энергии кванта.

$$f_1(v, t) = -\frac{eE}{m} \cos \theta \frac{\partial f_0}{\partial v} \sin \omega t, \quad (11)$$

так что выражение (8) для тока приобретает вид

$$J = \frac{2^{7/2}}{3m^{5/2}} \int_0^{\infty} \varepsilon^{3/2} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} d\varepsilon. \quad (12)$$

С учетом (6) окончательно имеем

$$J = \frac{2^{5/2} e^2 E}{3m\omega^2} \int_0^{\infty} D(\varepsilon) \varepsilon^{3/2} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left[ \frac{F(\varepsilon)}{\sqrt{\varepsilon}} \right] d\varepsilon. \quad (13)$$

При переходе от (12) к (13) мы ввели коэффициент  $D(\varepsilon)$  надбарьерного прохождения электронов. Для простоты мы считаем, что  $D(\varepsilon) = 0$  при  $\varepsilon < \Phi$  и  $D(\varepsilon) = 1$  при  $\varepsilon > \Phi$ , где  $\Phi$  — высота барьера. Обычно  $\Phi$  составляет величину 1–2 эВ.

Выражение (13) для тока через функцию  $F(\varepsilon)$  содержит константы  $c_1$  и  $c_2$ . Их мы определим из условия нормировки

$$n = c_1 \int_0^I F_1(\varepsilon) d\varepsilon + c_2 \int_I^{\infty} F_2(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (14)$$

Из условия шивки функций в точке  $I$  находим

$$c_1 = c_2 \exp \{-\delta \sqrt{I} + \beta I^3\}, \quad \beta = [3(\hbar\omega)^2 a\tau]^{-1}. \quad (15)$$

Верхний предел в первом интеграле (14) мы заменим на бесконечность, так как  $\beta I^3 > 1$ . Вычисляя интегралы в (14) и учитывая, что  $I^3\beta = 0,56 \delta \sqrt{I}$ , получим

$$c_2 = \frac{3 \sqrt[3]{\beta} n}{0,67} \exp \{0,44 \delta \sqrt{I}\}. \quad (16)$$

Подставив (9) с вычисленной константой  $c_2$  в (13) и выполнив интегрирование, для  $J$  получим выражение

$$J = \frac{2^{7/2} e^2 E \sqrt[3]{\beta} n}{0,67 m \omega} \left\{ \frac{3}{\delta^2} [\delta \sqrt{\Phi} + 1] + \Phi \right\} \exp \{\delta (0,44 \sqrt{I} - \sqrt{\Phi})\}, \quad (17)$$

где  $\delta = 2 \sqrt{3/\tau a}$ .

Формула (17) получена в приближении  $I < \Phi$ . Согласно (17)  $J$  экспоненциально зависит от разности  $(0,44 \sqrt{I} - \sqrt{\Phi})$  и при малых  $I$  (без учета квантового поглощения света ( $\hbar\omega = 0$ )  $I = 0$ ) ток  $J$  мал. При  $I \rightarrow \Phi$  экспоненциальная зависимость пропадает.

Таким образом, ток электронов через барьер существенным образом зависит от квантового характера поглощения света электронами: при одной и той же скорости  $\alpha$  набора энергии электроном в поле волны условие прохождения электрона качественно меняется с изменением величины кванта излучения.

1. *Small J. F. et al.* Appl. Phys. Lett., 24, 275 (1974).
2. *Jennings D. A., Peterson F. R., Evenson K. M.* Appl. Phys. Lett., 26, 510 (1975).
3. *Heiblum M. et al.* IEEE, QE-14, 159 (1978).
4. *Matarese L. M., Evenson K. M.* Appl. Phys. Lett., 17, 8 (1970).
5. Туннельные явления в твердых телах. Под. ред. Э. Бурштейна и С. Лундквиста. Изд. Мир, М., 1973, с. 106.
6. *Райзнер Ю. П.* Лазерная искра и распространение разрядов. Изд. Наука, М., 1974, с. 100.
7. *Беленов Э. М.* и др. ЖЭТФ, 66, 579 (1974).
8. *Sanchez A. et al.* J. Appl. Phys., 49, 5270 (1978).

ՄԵՏԱԿ-ԱՐԳԵԼԲ-ՄԵՏԱԿ ԱՆՅՄԱՆ ԴԵՏԵԿՏՄԱՆ  
ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ա. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Է. Մ. ԲԵԼԵՆՈՎ

Հետազոտված է հոսանքի անցման մեխանիզմը մետաղ-արգելք-մետաղ կառուցվածքում այն դեպքում, երբ քվանտի էներգիան փոքր է արգելքի բարձրությունից ( $\hbar\omega < \Phi$ ): Ցույց է տրված, որ այդ դեպքում բաշխման ֆունկցիայի ձևախախտման պատճառով դետեկտումը կապված է արտաարգելքային հոսանքի առաջացման հետ:

ON THE DETECTION PROPERTIES  
OF METAL-BARRIER-METAL JUNCTIONS

A. G. ALEKSANYAN, E. M. BELENOV

The mechanism of current flow in MBM structures has been investigated when the quantum energy was less than the barrier height ( $\hbar\omega < \Phi$ ). It is shown that in this case the detection ability of MBM junctions is connected with the rise of over-barrier current due to the distortion of distribution function.

УДК 577.352.2

РАДИАЛЬНЫЙ ПРОФИЛЬ ЭНЕРГИИ ИОНА  
В ИОННОМ КАНАЛЕ МЕМБРАНЫ

В. Б. АРАКЕЛЯН

Ереванский физический институт

С. Б. АРАКЕЛЯН

Всесоюзный проектно-экспериментальный конструкторский  
и технологический институт, Ереван

(Поступила в редакцию 5 мая 1983 г.)

Рассчитан радиальный профиль энергии иона в грамицидиновом, амфотерициновом и аламетициновом каналах мембраны. Определен эффективный радиус взаимодействия иона со стенками канала. Показано, что в случае грамицидинового канала взаимодействие ионов  $Li^+$  и  $Na^+$  со стенками канала существенно, а для ионов  $K^+$ ,  $Rb^+$  и  $Cs^+$  такое взаимодействие не существенно. Показано также, что вблизи оси канала энергетический профиль имеет вид параболы.

Анализ экспериментов по транспорту ионов в мембранах проводится на основе теоретических расчетов энергии активации переноса иона из водной фазы в ионный канал [1—3]. Все эти расчеты проведены для случая, когда ион находится на оси канала. Однако при таком подходе невозможно вычислить энергию взаимодействия иона со стенками канала в случае, когда ион находится вблизи стенки. Хотя очевидно, что именно этот случай позволяет определить эффективный радиус взаимодействия иона со стенками канала и, таким образом, в каждом конкретном случае (данный канал и данный ион) оценить, существенно или нет взаимодействие иона с каналом при транспорте иона.

1. Как и в [1, 2], примем, что канал представляет собой цилиндрическую трубку с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_k$  в бесконечной среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_0$ . Задачу решим в цилиндрической системе координат. Ось  $z$  направим вдоль оси канала, имеющего радиус  $b$ , и пусть координаты иона в канале есть  $\rho_0$ ,  $\varphi_0$ ,  $z_0$ . Для потенциала  $\Phi_k$  иона в канале имеем уравнение

$$\Delta\Phi_k = -\frac{e}{\epsilon_0 \epsilon_k \rho} \delta(\rho - \rho_0) \delta(\varphi - \varphi_0) \delta(z - z_0), \quad (1)$$

где  $e$  — заряд иона. Заметим, что потенциал  $\Phi_k$  должен быть конечным на оси канала.

В мембранной фазе зарядов нет и для потенциала имеем уравнение

$$\Delta\Phi_m = 0. \quad (2)$$

Потенциал  $\Phi_m$  на бесконечности должен обратиться в нуль. К уравнениям (1) и (2) нужно добавить условия на границе раздела канал—мембранная фаза:

$$\begin{aligned} \Phi_k|_{\rho=b} &= \Phi_m|_{\rho=b}, \\ \varepsilon_k \frac{\partial \Phi_k}{\partial \rho} \Big|_{\rho=b} &= \varepsilon_m \frac{\partial \Phi_m}{\partial \rho} \Big|_{\rho=b}. \end{aligned} \quad (3)$$

Решение уравнения (1) ищем в виде

$$\Phi_k = \frac{1}{2\pi^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{im(\varphi-\varphi_0)} \int_0^{\infty} R_m(k\rho) \cos k(z-z_0) dk. \quad (4)$$

Подставив (4) в (1), для  $R_m$  получим уравнение

$$\frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} \left( \rho \frac{dR_m}{d\rho} \right) - \left( k^2 + \frac{m^2}{\rho^2} \right) R_m = - \frac{e}{\varepsilon_0 \varepsilon_k \rho} \delta(\rho - \rho_0). \quad (5)$$

Решив последнее уравнение способом, описанным в [4], для случая  $\rho_0 \leq \rho \leq b$  имеем

$$R_m = \frac{e}{\varepsilon_0 \varepsilon_k} [K_m(k\rho) I_m(k\rho_0) + D_m I_m(k\rho) I_m(k\rho_0)], \quad (6)$$

где  $I_m$  и  $K_m$  — модифицированные функции Бесселя первого и второго рода порядка  $m$ , а  $D_m$  — неизвестный коэффициент. При  $\rho \leq \rho_0$  нужно в (6) поменять местами  $\rho$  и  $\rho_0$ . Подставив (6) в (4), получим решение для  $\Phi_k$ .

Легко показать, что общее решение (2) имеет вид

$$\Phi_m = \frac{e}{2\pi^2 \varepsilon_0 \varepsilon_m} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{im(\varphi-\varphi_0)} \int_0^{\infty} A_m K_m(k\rho) \cos k(z-z_0) dk, \quad (7)$$

где  $A_m$  — неизвестный коэффициент. Из граничных условий (3) для  $A_m$  и  $D_m$  получаем выражения

$$A_m = \frac{R I_m(k\rho_0)}{1 - kb(R-1) K'_m(kb) I_m(kb)}, \quad (8)$$

$$D_m = \frac{kb(R-1) K'_m(kb) K_m(kb)}{1 - kb(R-1) K'_m(kb) I_m(kb)},$$

где  $R = \varepsilon_m / \varepsilon_k$ .

Учитывая, что

$$\frac{1}{|r-r_0|} = \frac{2}{\pi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{im(\varphi-\varphi_0)} \int_0^{\infty} I_m(k\rho_0) K_m(k\rho) \cos k(z-z_0) dk \quad (9)$$

(в (9), как и в (6), при  $\rho \leq \rho_0$  нужно поменять местами  $\rho$  и  $\rho_0$ ), перепишем  $\Phi_k$  в виде

$$\Phi_k = \frac{e}{4\pi\epsilon_0\epsilon_k} \left( \frac{1}{|r-r_0|} + \frac{2}{\pi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{Im(\varphi-\varphi_0)} \times \right. \\ \left. \times \int_0^{\infty} D_m I_m(k\rho) I_m(k\rho_0) \cos k(z-z_0) dk \right), \quad (10)$$

где первый член соответствует собственно потенциалу  $\Phi_e$  иона, а второй — потенциалу  $\Phi_n$ , созданному поляризационными зарядами, который можно записать в виде

$$\Phi_n = \frac{e}{4\pi\epsilon_0\epsilon_k} \left\{ \frac{4}{\pi} \int_0^{\infty} \cos k(z-z_0) \left[ \frac{1}{2} D_0 I_0(k\rho) I_0(k\rho_0) + \right. \right. \\ \left. \left. + \sum_{m=1}^{\infty} \cos m(\varphi-\varphi_0) D_m I_m(k\rho) I_m(k\rho_0) \right] dk \right\}. \quad (11)$$

2. Энергию взаимодействия иона со стенками поры вычислим по формуле

$$W = \int_0^e \Phi_n(\rho=\rho_0, \varphi=\varphi_0, z=z_0) de'. \quad (12)$$

Подставив (11) в (12), получим выражение

$$W = \frac{e^2}{2\pi^2\epsilon_0\epsilon_k b} \int_0^{\infty} dy \left[ \frac{1}{2} D_0 I_0^2\left(\frac{y\rho_0}{b}\right) + \sum_{m=1}^{\infty} D_m I_m^2\left(\frac{y\rho_0}{b}\right) \right]. \quad (13)$$

Представляет интерес величина  $W(\rho_0 \rightarrow 0)$ . Оставив квадратичные члены, из (13) находим

$$W \approx \frac{e^2}{4\pi^2\epsilon_0\epsilon_k b} \left( \int_0^{\infty} D_0 dy + \frac{\rho_0^2}{2b^2} \int_0^{\infty} y^2 (D_0 + D_1) dy \right), \quad (14)$$

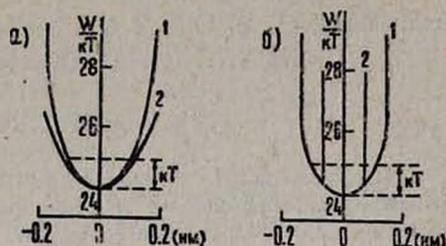
откуда следует, что вблизи оси канала энергетический профиль имеет вид параболы. Заметим, что при  $\rho_0 = 0$  выражение (13) совпадает с результатом работы [1].

3. Применим полученные результаты для анализа некоторых особенностей хорошо изученных искусственных каналов: грамицидина, амфотерицина и аламецитина. На рис. 1 и 2 представлены энергетические профили для случая  $\epsilon_m = 2$  и  $\epsilon_k = 80$ . Из рисунков следует, что эффективный радиус взаимодействия иона со стенками канала  $\rho^* \sim 0,1$  нм (здесь  $\rho^*$  определяется как расстояние, на котором взаимодействие иона со стенками канала выше теплового фона  $kT$ , где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура).

Так как радиусы амфотерицинового и аламецитинового каналов больше, чем  $\rho^*$  (рис. 2а, б), то следует ожидать, что взаимодействие ионов со стенками каналов будет слабым. Этот факт наблюдается на эксперименте [5]. Для грамицидинового канала, радиус которого соизмерим с  $\rho^*$ ,

ситуация иная. Рассмотрим этот случай более подробно. На рис. 1а представлен радиальный профиль энергии иона в канале, рассчитанный по точной формуле (13) (кривая 1) и по приближенной формуле (14) (кривая 2). Из рисунка следует, что вблизи оси канала приближенная форму-

Рис. 1. Радиальный профиль энергии иона в графитдиновом канале.



ла (14) достаточно хорошо описывает энергетический профиль. Заметим, что на рис. 1а ион рассматривается как точечный заряд. На рис. 1б учтен также потенциал взаимодействия типа твердых сфер иона со стенками канала. Чтобы не загромождать рис. 1б на нем приведены профили только

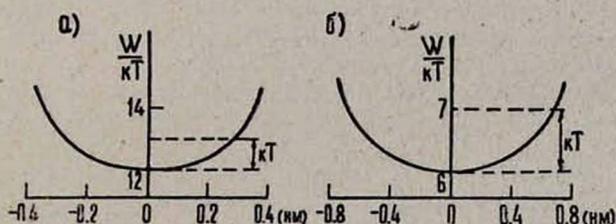


Рис. 2. Радиальный профиль энергии иона в амфотерициновом (а) и алмазтитиновом (б) каналах.

для ионов  $Li^+$  (кривая 1) и  $K^+$  (кривая 2). На рис. 1б видно, что энергия взаимодействия со стенкой поры для  $Li^+$  (можно показать, что это верно и для ионов  $N_a^+$ ) выше теплового фона  $kT$ , а для  $K^+$  (а также для  $Rb^+$  и  $Cs^+$ )—ниже  $kT$ . Таким образом, при прохождении ионов  $Li^+$  и  $N_a^+$  их взаимодействие со стенками поры существенно, а для  $K^+$ ,  $Rb^+$  и  $Cs^+$  это взаимодействие не существенно. Этот факт подтверждается также экспериментально [5].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Parsegian V. A. Ann. N. Y. Acad. Sci., 246, 161 (1975).
2. Jordan P. C. Biophysical Chemistry, 13, 203 (1981).
3. Levitt D. G. Biophys. J., 22, 209 (1978).
4. Джексон Дж. Классическая электродинамика. Изд. Мир, М., 1965.
5. Итоги науки и техники ВИНТИ. Биофиз. мембраны, 2, 82 (1981).

ԻՌՆԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՇԱՌԱՎՂԱՅԻՆ ՊՐՈՑԵՍԻԸ ՄԵՄԲՐԱՆԻ  
ԻՌՆԱՅԻՆ ԿԱՆԱԼՈՒՄ

Վ. Բ. ԱՌԱՔԵՆՅԱՆ, Ս. Բ. ԱՌԱՔԵՆՅԱՆ

Աշխատանքում հաշվված է մեմբրանի գրամիցիդինային, ամֆոտերիցինային և ալամանիգիտինային կանալներում իրնի էներգիայի շառավղային պոտենցիալը: Որոշված է կանալի պատերի

հետ իրենի փոխազդեցության արդյունավետ շառավիղը: Ցույց է տրված, որ  $Li^+$  և  $Na^+$  իոնների փոխազդեցությունը պատերի հետ գրամիցիդինային կանալի դեպքում էական է, իսկ  $K^+$ ,  $Rb^+$  և  $Cs^+$  իոնների համար այդ փոխազդեցությունը էական չէ: Ցույց է տրված նաև, որ կանալի առանցքի մոտակայքում իոնի էներգետիկ պրոֆիլը ունի պարաբոլի տեսք:

## THE RADIAL PROFILE OF THE ENERGY OF AN ION LOCATED IN THE IONIC CHANNEL OF MEMBRANES

V. B. ARAKELYAN, S. B. ARAKELYAN

The radial profile of the energy of an ion located in gramicidin, amphotericin, alamethicin induced channels of a membrane is calculated. The effective radius of the interaction of an ion with channel walls is determined and it is shown that in the case of gramicidin induced channel the interaction of  $Li^+$  and  $Na^+$  with the channel walls is substantial, while that for  $K^+$ ,  $Rb^+$  and  $Cs^+$  is negligible. It is also shown that the energy profile of the ion located near the channel axis is of parabolic shape.

УДК 541.64

## ОРИЕНТАЦИЯ МОЛЕКУЛ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ И ПОЛИМЕРОВ ОТНОСИТЕЛЬНО СФЕРИЧЕСКИХ И ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

В. А. САРКИСЯН, М. Г. АСРАТЯН, Ш. С. СААКЯН, А. К. ДАДИВАНЯН

Кироваканский государственный педагогический институт

(Поступила в редакцию 5 января 1984 г.)

Предложен метод определения фактора ориентационной упорядоченности и толщины ориентированного слоя на поверхности раздела жидкого кристалла (ЖК) и полимера с другой фазой на основе исследования радикальной зависимости двойного лучепреломления, возникающего на поверхности раздела жидкого кристалла и полимера со сферическими или цилиндрическими поверхностями. Найдены значения толщины ориентированного слоя на поверхности раздела ЖК и полимера с другой фазой и степени ориентации молекул относительно поверхности раздела.

В поверхностных слоях жидких кристаллов (ЖК) и стеклообразных полимеров на границе раздела с другими фазами возникает спонтанное двойное лучепреломление [1—3], величина которого пропорциональна оптической анизотропии молекул. Толщина ориентированного слоя и степень ориентации молекул в нем определяются на основе исследования двойного лучепреломления в образцах различной толщины [3].

Покажем, что толщину ориентированного слоя и степень ориентации молекул можно определить, изучая зависимость спонтанного двойного лучепреломления от расстояния между данной точкой и центром сферической или цилиндрической поверхности.

В предположении, что внутреннее поле определяется по Лорентцу и используя известное соотношение Лорентца-Лоренца, связывающее показатель преломления среды с поляризуемостью составляющих молекул, выпишем связь между разностью  $\Delta n$  двух главных показателей преломления образца для лучей, поляризованных вдоль осей  $x$  и  $y$ , и разностью  $(a_{xx} - a_{yy})$  средних поляризуемостей молекулы для тех же направлений, которая дается формулой [4]

$$\Delta n = \frac{2\pi N}{n} \left( \frac{n^2 + 2}{3} \right)^2 (\bar{a}_{xx} - \bar{a}_{yy}), \quad (1)$$

где  $N$  — число молекул в единице объема,  $n$  — показатель преломления образца.

Чтобы найти поляризуемость молекулы в лабораторной системе координат  $(xyz)$ , выпишем ее в системе  $(x_1y_1z_1)$ , связанной с цилиндрической или сферической поверхностью. Обозначим главные поляризуемости молекулы с аксиально симметричным эллипсоидом поляризуемости в соб-

ственной системе координат через  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ . Тогда для компонент тензора поляризуемости в системе координат  $(x_1, y_1, z_1)$  после усреднения по углам Эйлера (полярному углу  $\theta$  и азимутальному углу  $\varphi$ ) получим, считая распределение по  $\varphi$  равновероятным,

$$\begin{aligned} \bar{a}_{x_1 x_1} &= \bar{a}_{y_1 y_1} = \frac{1}{2} (\alpha_1 - \alpha_2) \sin^2 \theta + \alpha_2, \\ \bar{a}_{z_1 z_1} &= (\alpha_1 - \alpha_2) \cos^2 \theta + \alpha_2, \\ \bar{a}_{x_1 z_1} &= \bar{a}_{z_1 x_1} = \bar{a}_{y_1 z_1} = \bar{a}_{z_1 y_1} = \bar{a}_{x_1 y_1} = \bar{a}_{y_1 x_1} = 0. \end{aligned} \quad (2)$$

Так как эллипсоид поляризуемости аксиально симметричен, то третий из углов Эйлера можно взять произвольным, и мы взяли его равным 0.

Ось  $z$  лабораторной системы координат направлена вдоль светового луча, поэтому в этой системе координат двойное лучепреломление в случае сферической поверхности определяется выражением

$$a_{xx} - a_{yy} = (\alpha_1 - \alpha_2) \sin^2 \beta \cos 2\chi \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2}, \quad (3)$$

где  $\beta$  — угол между осями  $z_1$  и  $z$ , а плоскость поляризации света составляет с осью  $x$  угол  $(\chi + 45^\circ)$ .

Для нахождения двойного лучепреломления в ориентированном слое необходимо провести усреднение величины  $\beta$  в пределах от  $-\beta_0$  до  $\beta_0$ .

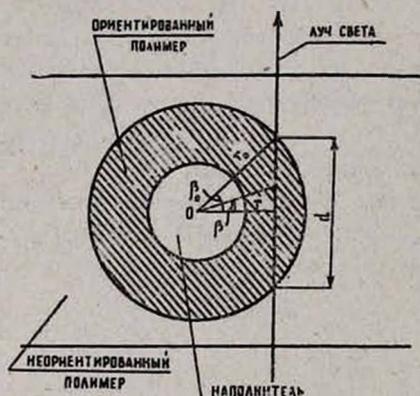


Рис. 1. Модель ориентированного слоя полимера вокруг сферической или цилиндрической частицы наполнителя.

(рис. 1). Здесь  $r_0$  — радиус кривизны внешней поверхности сферического или цилиндрического ориентированного слоя,  $r$  — расстояние от исследуемого луча до центра поверхности,  $d$  — расстояние, проходимое лучом света в ориентированном слое.

В связи с тем, что мы рассматриваем двойное лучепреломление света, распространяющегося перпендикулярно поверхности пленки, на рисунке не выделены плоско-ориентированные слои на поверхности раздела с другими фазами, так как луч, распространяющийся перпендикулярно им, не подвергается в них двойному лучепреломлению.

После усреднения по  $\beta$  получаем

$$\bar{a}_{xx} - \bar{a}_{yy} = \frac{1}{2} (\alpha_1 - \alpha_2) \left( \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2} \right) \cos 2\chi \left( 1 - \frac{\frac{r}{r_0} \sqrt{1 - \left( \frac{r}{r_0} \right)^2}}{\arccos \frac{r}{r_0}} \right), \quad (4)$$

а  $\Delta n$  принимает вид

$$\Delta n = \frac{\pi N}{n} (a_1 - a_2) \left( \frac{n^2 + 2}{3} \right)^2 \left( \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{2} \right) \cos 2\chi \left( 1 - \frac{\frac{r}{r_0} \sqrt{1 - \left( \frac{r}{r_0} \right)^2}}{\arccos \frac{r}{r_0}} \right). \quad (5)$$

Учитывая связь между величиной двойного лучепреломления и обусловленной им разностью фаз  $\delta$ ,

$$\Delta n = \frac{\lambda \delta}{2\pi d}, \quad (6)$$

для указанной разности фаз получаем

$$\delta = \frac{4\pi^2 N}{n\lambda} S (a_1 - a_2) \left( \frac{n^2 + 2}{3} \right)^2 \cos 2\chi r_0 \sqrt{1 - \rho^2} \left( 1 - \frac{\rho \sqrt{1 - \rho^2}}{\arccos \rho} \right), \quad (7)$$

где  $S = (3 \cos^2 \theta - 1)/2$  — фактор ориентационной упорядоченности, а  $\rho = r/r_0$ . В случае цилиндрической поверхности в выражении ( $a_{xx} - a_{yy}$ ) значение  $\cos 2\chi$  нужно заменить единицей.

Была исследована ориентационная упорядоченность в поверхностных слоях поливинилбутираля (ПВБ), полистирола (ПС), диацетилцеллюлозы (ДАЦ), кардиолипина и лецитина на границе раздела с графитом и кератином. Образцы получались выпариванием растворов ПВБ и ПС в хлороформе, ДАЦ в ацетоне, кардиолипина и лецитина в этаноле на поверхности стекла.

Исследования проводились на поляризационном микроскопе МИН-8 и микрокиносъемочной установке МКУ-1, модифицированных нами. Между поляризатором и анализатором на лимбе был установлен поворотный эллиптический компенсатор с максимальной разностью фаз  $\delta_0 = 0,24$ . Величина разности фаз определялась с помощью соотношения

$$\delta = \delta_0 \sin 2\Delta\varphi, \quad (8)$$

где  $\Delta\varphi$  — угол между азимутами компенсатора в отсутствии образца и при гашении двойного лучепреломления. Величина разности фаз в ЖК измерялась с помощью четвертьволновой пластинки. Относительная ошибка измерений составляла менее 10%.

На рис. 2 приведена микрофотография в поляризованном свете образца ПВБ, содержащего цилиндрическую частицу. Как видно на микрофотографии, вокруг частицы наполнителя имеется слой ориентированного полимера, благодаря чему происходит двойное лучепреломление света. В случае сферической частицы наблюдается крестообразное просветление образца.

На основе зависимости разности фаз  $\delta$  от  $r$  определялось значение толщины ориентированного слоя  $\Delta r$ . Для нахождения фактора ориентационной упорядоченности  $S$  мы построили зависимости разности фаз  $\delta$  от величины  $B = \sqrt{1 - \rho^2} (1 - \rho \sqrt{1 - \rho^2} / \arccos \rho)$ , которые приведены на рис. 3 и 4. Эти зависимости представляют собой прямые, прохо-

дящие через начало координат. Наклон прямых, согласно соотношению (7), определяется выражением

$$K = \frac{4\pi^2 N}{n\lambda} S (\alpha_1 - \alpha_2) \left( \frac{n^2 + 2}{3} \right)^2 r_0.$$

Зная входящие в это выражение величины, можно определить значение фактора ориентационной упорядоченности. Значения толщины ориентированного слоя  $\Delta l$  и других величин, с помощью которых определяется



Рис. 2. Микрофотография образца ПВБ с наполнителем в поляризованном свете.

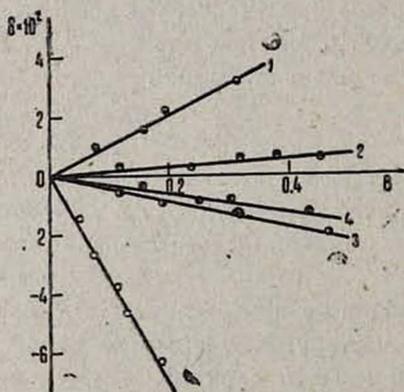


Рис. 3. Зависимость разности фаз от  $B$  для систем: 1 — ПС — графит; 2 — ПС — кератин; 3 — ПВБ — графит; 4 — ПВБ — кератин; 5 — ДАЦ — кератин.

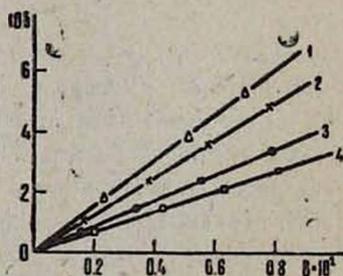


Рис. 4. Зависимость разности фаз от  $B$  для систем: 1 — лецитин — кератин; 2 — кардиолипид — кератин; 3 — кардиолипид — графит; 4 — лецитин — графит.

фактор ориентационной упорядоченности  $S$ , приведены в таблице. Там же приведены полученные значения  $S$  и  $\overline{\cos^2 \theta}$ .

Отметим, что эти значения находятся в хорошем согласии со значениями, полученными при исследовании полимерных пленок различной толщины [3]. В то же время по сравнению с методом указанной работы предложенный метод имеет два преимущества: с его помощью можно из-

Таблица

Толщина ориентированного слоя жидкого кристалла и полимера и степень ориентации молекул относительно поверхности наполнителя

Система	$\Delta r \cdot 10^3$ , см	$r_0 \cdot 10^3$ , см	$K$	$N \cdot 10^{-18}$	$(a_1 - a_2) \times 10^{23}$ , см <sup>3</sup>	$S$	$\frac{1}{\cos^2 \theta}$
ПС—графит	2,5	3,6	0,1	5,7	-100	-0,47	0,02
ПС—кератин	2,0	4,5	0,02	5,7	-100	-0,08	0,28
ДАЦ—кератин	2,1	9,0	-0,34	7,2	270	-0,22	0,19
ПВБ—графит	2,4	5,4	-0,04	5,2	60	-0,24	0,17
ПВБ—кератин	2,6	7,6	-0,03	5,2	60	-0,13	0,25
Лецитин—графит	4,1	7,3	35	930	100	0,53	0,68
Лецитин—кератин	6,4	10,2	75	930	100	0,84	0,89
Кардиолипин—графит	3,3	6,8	43,7	860	100	0,78	0,85
Кардиолипин—кератин	4,6	8,5	60	860	100	0,75	0,83

мерить величины  $S$  и  $r_0$  на основе исследования одного образца и размеры исследуемого образца могут быть значительно меньше соответствующих размеров при исследовании другим методом.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Matsuro M., Nomura S., Kawai T. J. Polymer. Sci., Polymer Phys. Ed., 11, 2057 (1973).
2. Suduth R. D., Rogers C. E. Polymer Lett., 11, 241 (1973).
3. Черкасов А. Н., Витовская М. Г., Бушин С. В. Высокомолек. соед., А18, 7, 1628 (1976).
4. Цветков В. Н., Эскин В. Е., Френкель С. Я. Структура макромолекул в растворах. Изд. Наука, М., 1964.

#### ՀԵՂՈՎ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ԵՎ ՊՈԼԻՄԵՐՆԵՐԻ ՄՈԼԵԿՈՒԼՆԵՐԻ ԿՈՂՄԵՐՈՇՈՒՄԸ ԱՅՆԵՐԻ ԵՎ ԳԼԱՆԱՅԻՆ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅՑՆԵՐԻ ՆԿԱՏՄԱՄԲ

Վ. Ա. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Մ. Գ. ՀԱՍՐԱԹՅԱՆ, Շ. Ս. ՍԱՀԱԿՅԱՆ, Ա. Կ. ԳԱՌԻՎԱՆՅԱՆ

Հեղով բյուրեղի և պոլիմերի այլ ֆազայի հետ բաժանման մակերևույթի վրա առաջանում է երկրեկում: Առաջարկված է կարգավորված կողմնորոշման գործոնի և կողմնորոշված շերտի հաստությունը որոշելու մեթոդ՝ սֆերիկ և գլանային մակերևույթների վրա երկրեկման ադիալ կախվածության հետազոտումից: Որոշված են այլ ֆազայի հետ հեղով բյուրեղի և պոլիմերի բաժանման մակերևույթի վրա կողմնորոշված շերտի հաստության արժեքները և բաժանման մակերևույթի նկատմամբ մոլեկուլների կողմնորոշման աստիճանը:

# ORIENTATION OF LIQUID CRYSTAL AND POLYMER MOLECULES RELATIVE TO SPHERICAL AND CYLINDRICAL SURFACES

V. A. SARKISYAN, M. G. ASRATYAN, Sh. S. SAAKYAN, A. K. DADIVANYAN

Based on investigations of the radial dependence of double refraction arising at the interface of a liquid crystal and of a polymer with spherical and cylindrical surfaces, a method is proposed for determining the factor of orientational order and the oriented layer thickness at the interface of the liquid crystal and of the polymer with another phase. The thickness of an oriented layer at the interface of the liquid crystal and of the polymer with another phase as well as the degree of orientation of molecules with respect to the interface were determined.

УДК 621.378.4

ГЕНЕРАЦИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА  
В ОБЛАСТИ 220÷266 нм В КРИСТАЛЛЕ ПЕНТАБОРАТА КАЛИЯ

К. Б. ПЕТРОСЯН, К. М. ПОХСРАРЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 20 мая 1983 г.)

Получена перестройка частоты ультракоротких импульсов света в области 220 ÷ 266 нм путем последовательного удвоения в  $LiIO_3$  и пентаборате калия частоты параметрического генератора на  $KDP$ , накачиваемого второй гармоникой излучения монопольного лазера на АИГ:  $Nd^{3+}$  с пассивной синхронизацией мод.

Одним из эффективных физических механизмов, обеспечивающих генерацию ультракоротких импульсов (УКИ) света, плавной перестраиваемых по частоте, является трехволновое параметрическое взаимодействие в нелинейных кристаллах. В настоящее время широкое распространение получили параметрические генераторы одиночных УКИ на кристаллах  $KDP$ , накачиваемые излучением второй гармоники лазера на АИГ:  $Nd^{3+}$ , с каскадами последовательного удвоения и суммирования частоты генерации в кристаллах  $LiIO_3$ ,  $KDP$  и  $ADP$ . Коротковолновая граница плавной перестройки таких генераторов составляет  $\sim 260$  нм и соответствует  $90^\circ$ -синхронизму для удвоения частоты в  $ADP$  [1].

Практический интерес представляет освоение более коротковолнового диапазона. В этом плане широкие возможности открывает двухосный положительный кристалл пентабората калия ( $KB5$ ), который обладает хорошим пропусканием в УФ-ВУФ диапазоне, допускает осуществление фазового синхронизма при комнатной температуре, достаточно стоек к лазерному излучению [2, 3].

Ранее нами сообщалось о получении плавной перестройки частоты УКИ в области 220÷222 нм [4]. Перестройка осуществлялась путем суммирования в  $KB5$  частот четвертой гармоники лазера одиночных УКИ на АИГ:  $Nd^{3+}$  и излучения параметрического генератора на кристаллах  $KDP$ . В настоящей работе осуществлена перестройка частоты одиночных УКИ в диапазоне 220 ÷ 266 нм путем двукратного последовательного удвоения в кристаллах  $LiIO_3$  и  $KB5$  частоты параметрического генератора на  $KDP$ .

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. В качестве задающего нами использовался лазер на АИГ:  $Nd^{3+}$ , работающий в режиме синхронизации мод, который излучал цуг из 5—7 УКИ. С помощью электрооптического затвора Поккельса из цуга выделялся один УКИ, который затем усиливался двумя каскадами усилителей на АИГ:  $Nd^{3+}$  (детальное описание лазерной части установки приведено в [5]).

Параметры основного излучения на длине волны  $\lambda = 1064$  нм были следующими: энергия  $\sim 50$  мДж, длительность  $\sim 38$  пс, диаметр пуч-

ка — 4 мм, расходимость — 1 мрад, частота повторения импульсов — 1 Гц. Для удвоения частоты основного излучения использовался кристалл *KDP* длиной 15 мм (тип взаимодействия оо-е, угол синхронизма  $\theta = 41^\circ$ ,

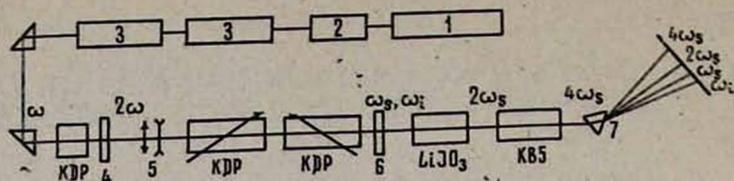


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — задающий генератор УКИ на АИГ:  $Nd^{3+}$ ; 2 — электрооптический затвор Поккельса; 3 — усилители на АИГ:  $Nd^{3+}$ ; 4 — светофильтр СЭС-21; 5 — телескоп; 6 — светофильтр КС-14; 7 — кварцевая призма.

$\varphi = 45^\circ$ ). Энергетический КПД преобразования во вторую гармонику составлял 60%.

Излучение второй гармоники с длиной волны  $\lambda = 532$  нм использовалось в качестве накачки параметрического генератора на *KDP*. Последний состоял из двух последовательно расположенных кристаллов *KDP* длиной 40 мм (тип взаимодействия е-ое, угол синхронизма для вырожденного режима  $\theta = 58^\circ$ ,  $\varphi = 0$ ). Для достижения плотности мощности, необходимой для эффективного параметрического преобразования, диаметр пучка с помощью телескопа уменьшался вдвое. Энергия импульсов накачки на входе параметрического генератора составляла  $\sim 22$  мДж.

На рис. 2 приведена перестроенная кривая параметрического генератора на *KDP* и соответствующие кривые для процессов последовательного удвоения в  $LiIO_3$  и  $KB5$  частоты излучения сигнальной волны.

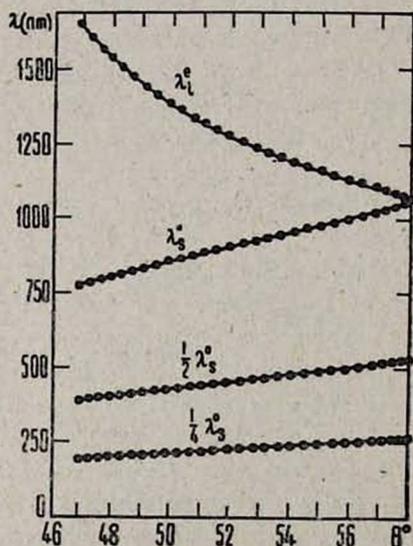


Рис. 2. Перестроенная кривая параметрического генератора на *KDP* и соответствующие кривые для процессов последовательного удвоения частоты излучения сигнальной волны.

удвоения в  $LiIO_3$  и  $KB5$  частоты излучения сигнальной волны. Энергия излучения в диапазоне 880–1064 нм составила 1,2–2,4 мДж, а в вырожденном режиме — 5 мДж, что соответствует 22% эффективности преобразования по энергии.

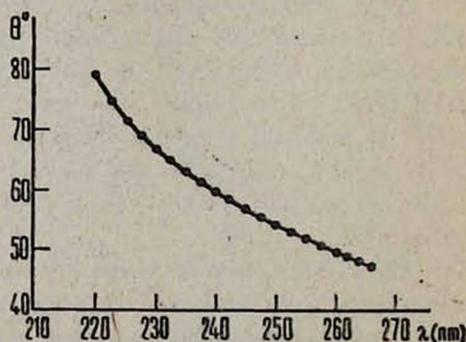


Рис. 3. Зависимость углов синхронизма для удвоения частоты в  $KB5$  от длины волны удвоенного излучения.

Кристалл  $LiIO_3$ , используемый для удвоения частоты параметрического излучения, имел длину 25 мм и был вырезан под углом  $\theta = 30^\circ$  к оптической оси (тип взаимодействия оо-е). В области длин волн 440÷532 нм энергия импульсов составила 120÷430 мкДж.

Дальнейшее удвоение частоты излучения для перехода в УФ-область осуществлялось в кристалле  $KB5$ . Угловой перестройкой последнего перекрывался диапазон 220÷266 нм. Отметим, что в работах [6, 7]  $KB5$  использовался в качестве удвоителя частоты импульсов наносекундной длительности.

В выбранной нами геометрии взаимодействия волны распространялись в кристаллографической плоскости  $ab$  под углом синхронизма  $\theta$  к оси  $a$ . Падающая волна была поляризована в плоскости  $ab$ , а волна с удвоенной частотой — в плоскости  $bc$  (тип взаимодействия ее-о). В эксперименте использовался элемент  $KB5$  с размерами  $15 \times 20 \times 36$  мм<sup>3</sup>, вырезанный под углом  $\theta = 52^\circ$ .

Углы синхронизма для удвоения частоты в  $KB5$  при выбранной геометрии рассчитывались с помощью выражения

$$\sin^2 \theta = \frac{(n_c^{2\omega})^{-2} - (n_b^\omega)^{-2}}{(n_a^\omega)^{-2} - (n_b^\omega)^{-2}},$$

где главные значения показателей преломления  $n_a$ ,  $n_b$ ,  $n_c$  в направлении кристаллографических осей  $a$ ,  $b$ ,  $c$  определялись с помощью формулы Зельмейера

$$n^2 = 1 + \frac{1}{A + \frac{B}{\lambda^2}}.$$

Здесь  $\lambda$  выражается в мкм, а значения коэффициентов  $A$  и  $B$  приведены в таблице [8, 9]. Зависимость углов синхронизма для удвоения частоты в  $KB5$  от длины волны удвоенного излучения представлена на рис. 3.

Таблица

$n$	$A$	$B$
$n_a$	0,848117	-0,0074477
$n_b$	0,972682	-0,0087757
$n_c$	1,008157	-0,0094050

Энергетические измерения в УФ-области производились калиброванным пироэлектрическим приемником. Разделение пучков при регистрации осуществлялось с помощью кварцевой призмы. В области 220÷266 нм энергия импульсов составила 0,5÷2,3 мкДж.

Таким образом, в работе осуществлена генерация одиночных ультракоротких импульсов в области 220÷266 нм удвоением в кристалле  $KB5$  излучения параметрического генератора в диапазоне 440÷532 нм. Использование наряду с удвоением схемы суммирования частоты в  $KB5$ , реализованной нами в [4], позволяет в целом довести коротковолновую границу непрерывной плавной перестройки диапазона параметрического гене-

ратора УКИ света до 200 нм. Отметим, что в работе [10] осуществлена перестройка частоты цуга УКИ света в УФ-области с использованием *KB5*.

В заключение авторы выражают благодарность А. Л. Погосян за предоставление образцов кристалла пентабората калия.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Крюков П. Г. и др. Квантовая электроника, 5, 2348 (1978).
2. Palsner J. A. et al. Appl. Phys. Lett., 32, 476 (1978).
3. Sticckel R. E., Jr., Dunning F. B. Appl. Opt., 17, 981 (1978).
4. Петросян К. Б., Погосян А. Л., Похсрарян К. М. Тезисы докладов XI Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике. Ереван, 1982, ч. II, с. 507
5. Арутюнян А. Г., Петросян К. Б., Похсрарян К. М. Изв. АН АрмССР, Физика, 16, 278 (1981).
6. Dewey C. F., Jr. et al. Appl. Phys. Lett., 26, 714 (1975).
7. Dewey H. J. IEEE, QE-12, 303 (1976).
8. Cook W. R., Hubby L. M. J. Opt. Soc. Am., 66, 72 (1976).
9. Dunning F. B., Sticckel R. E., Jr. Appl. Opt., 15, 3131 (1976).
10. Tanaka Y., Kuroda H., Shionoya S. Opt. Commun., 41, 434 (1982).

ԿԱԼԻՈՒՄԻ ՊԵՆՏԱԲՈՐԱՏ ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ  
ԱՌՅՍԻ ԳԵՐԿԱՐՃ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ԳՆՆԵՐԱՑՄԱՆ 220-266 ՆՄ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ

Կ. Բ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Կ. Մ. ՓՈԽՏՐԱՐՅԱՆ

Յողատի լիթիումում և կալիումի պենտաբորատում, հաջորդաբար կրկնապատկելով պարամետրիկ KDP զենեքատորի հաճախությունը, ստացված է լույսի զերկարձ իմպուլսների զննարացիա 220-266 նմ տիրույթում: Որպես հիմնական հաճախության ճառագայթման աղբյուր օգտագործվել է նեոդիմով ակտիվացված նոնաբարի վրա զործող պիկոլայրկյանային լազերը:

#### GENERATION OF PICOSECOND LIGHT PULSES IN 220-266 nm REGION IN POTASSIUM PENTABORATE

K. B. PETROSYAN, K. M. POKHSRARYAN

Tunable picosecond pulses in the region of 220-266 nm are generated by means of subsequent frequency doubling in *LiIO<sub>3</sub>* and *KB5* of pulses produced by a *KDP* parametric oscillator pumped by the second harmonic of *YAG:Nd<sup>3+</sup>* laser.

УДК 539.292

## ЭЛЕКТРО- И ТЕПЛОСОПРОТИВЛЕНИЕ СПИНОВЫХ СТЕКОЛ $AgMn$ В ИНТЕРВАЛЕ 1,5—20 К: МАГНИТНАЯ КОМПОНЕНТА И ОТНОШЕНИЕ ЛОРЕНЦА

Д. С. АРУТЮНЯН, А. А. АРЦРУНИ, А. Г. КАРАГЕЗЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 5 мая 1983 г.)

На примере сплава  $Ag + 2 \text{ ат.}\% \text{ Mn}$  предложен способ выделения магнитной компоненты теплосопротивления  $W_m$ . Измерены электро- и теплосопротивление в интервале температур  $1,5 < T < 20 \text{ К}$  и оценено «магнитное» отношение Лоренца  $L_m = \rho_m / T W_m$ .

В последние несколько лет появилось большое число работ, посвященных исследованию различных физических свойств спиновых стекол. Однако в настоящее время все еще мало внимания уделяется изучению явлений переноса в этих веществах. Одной из причин этого, по-видимому, является недостаточное понимание природы низкотемпературных спин-волновых возбуждений в состоянии спинового стекла и их влияния на явления переноса. Теории Ривье—Адкинса [1], Дзялошинского—Воловика [2] и Фишера [3] по-разному описывают коллективные возбуждения взаимодействующих спинов и противоречиво интерпретируют экспериментальные факты, связанные с рассеянием электронов проводимости на спин-волновых возбуждениях. В подходе Ривье—Адкинса возбуждение в гидродинамическом пределе описывается как диффузионное затухание макроскопической спиновой плотности (РА-моды). Дзялошинский и Воловик исходят из представления [4, 5], согласно которому спин-волновое возбуждение описывается как диффузионное движение фразстрационных линий (ДВ-моды).

В области низких температур экспериментально наблюдается температурная зависимость электросопротивления вида [6, 7]  $\rho(T) \sim T^2$  и (или)  $\rho(T) \sim T^{3/2}$  ( $T$  — температура) для сплавов благородных и переходных металлов. Ривье и Адкинс [1] объясняют такое поведение неупругим рассеянием на диффузионных РА-модах. Фишер [3] предлагает другое объяснение. Квадратичная зависимость электросопротивления возникает при описании спин-волновых возбуждений ДВ-модами, а закон  $T^{3/2}$  обусловлен возбуждениями в кластерах ферромагнитно упорядоченных спинов.

В отличие от электросопротивления теплосопротивление спиновых стекол почти не изучено. Помимо самостоятельного интереса оно вместе с  $\rho(T)$  позволяет судить о причинах нарушения закона Видемана—Франца. Теоретически этот вопрос изучался в работах [8, 9]. Полагая, что магнит-

ная часть электро- и теплосопrotивления обусловлена рассеянием на РА-модах, Паттерсон [8] вычислил «магнитное» отношение Лоренца, оказавшееся равным  $0,89 L_0$  ( $L_0 = 2,45 \cdot 10^{-8}$  Вт·Ом/К<sup>2</sup>). Аналогичные вычисления Шарма и Трипати [9], основанные на подходе Дзялошинского и Воловика, привели к значению  $(0,44 \div 0,55) L_0$ .

Экспериментально число Лоренца определялось в работах [10, 11] для сплавов *AgMn* и *AuFe*. Однако магнитная компонента теплосопrotивления не была выделена. Мы провели измерения электро- и теплосопrotивления для нескольких сплавов *AgMn* в области температур 1,5—20 К, выделили магнитную компоненту теплосопrotивления и вычислили «магнитное» отношение Лоренца. В настоящей работе приводятся результаты измерений лишь для одного сплава *Ag + 2 ат. % Mn*, для которого температура  $T_g$  «замораживания» спинов, определенная по излому восприимчивости, равна 8,7 К (см., например, [12]).

Способ приготовления образцов и методика проведения измерений описаны в работах [13, 14]. Оба параметра измерялись в одинаковых условиях с сохранением геометрии, что необходимо для точного определения отношения Лоренца.

Вклад магнитного рассеяния электронов проводимости в электро-сопrotивление оценивался по формуле

$$\rho_m(T) = \Delta\rho(T) - \Delta\rho(0),$$

где

$$\Delta\rho(T) = \rho_{AgMn}(T) - \rho_{Ag}(T).$$

В результате измерений электросопrotивления были получены следующие данные. В области  $2,5 \leq T \leq 5$  К  $\rho(T)$  зависит от температуры линейно, а при  $5 \leq T \leq 10$  К,  $\rho(T) \sim A \cdot T^{0,24}$ ,  $A = 3,8 \cdot 10^{-7}$  Ом·см/К<sup>0,24</sup>. По данным Форда и Мидоша [7] при  $T \leq 1,5$  К наблюдается зависимость

$$\Delta\rho(T) = \Delta\rho(0) + A \cdot T^{3/2}, \quad (1)$$

а не  $\Delta\rho(T) \sim T^2$ .

Значение остаточного сопrotивления  $\Delta\rho(0)$  определялось следующим образом. Предполагая, что при  $T \leq 1,5$  К сопrotивление подчиняется закону (1), наши данные при  $T \geq 1,5$  К «сшивались» с зависимостью (1) и экстраполировались в область  $T \simeq 0$ . Таким образом было получено значение  $\Delta\rho(0) = 32,04 \cdot 10^{-7}$  Ом·см. Если исходить из экспериментально обнаруженного факта [7] линейной зависимости остаточного сопrotивления от концентрации марганца, то для сплава *Ag + 2 ат. % Mn*  $\Delta\rho(0) = 29,96 \cdot 10^{-7}$  Ом·см.

При определении магнитной компоненты  $W_m(T)$  теплосопrotивления мы исходили из формулы

$$W_m(T) = \left[ \frac{1}{W(T)} - BT^2 \right]^{-1} - \alpha_{Ag} T^2 - \frac{\beta}{T}, \quad (2)$$

где  $W(T)$  — измеренное значение теплосопrotивления. Члены с коэффициентами  $B$ ,  $\alpha$  и  $\beta$  обусловлены соответственно фононным вкладом в теплопроводность, рассеянием электронов на фононах и потенциальным рассеянием на примесях.

Адекватного способа определения параметров  $B$  и  $\beta$ , если  $W_m(T) \neq 0$ , не существует [11]. Однако границы изменения  $B$ ,  $\beta$ ,  $W_m(T)$  и отношения Лоренца

$$L_m(T) = \rho_m(T) / T W_m(T) \quad (3)$$

можно найти с помощью следующей процедуры. Сначала из неравенства

$$\frac{1}{T^2 W(T)} - \frac{\alpha_{Ag}}{T^2} < B < \frac{1}{T^2 W(T)} \quad (4)$$

определяются верхняя и нижняя границы параметра  $B$ . Затем из условия положительности функции  $\beta + T W_m(T)$ , вычисленной для всех значений  $B$  из (4), находятся верхняя и нижняя границы  $\beta$ . Далее для найденных интервалов неопределенности  $B$  и  $\beta$  по формулам (2) и (3) строятся границы  $W_m(T)$  и  $L_m(T)$ .

Оказалось, что области неопределенностей  $W_m(T)$  и  $L_m(T)$  сужаются при низких ( $T \lesssim 2,5$  К) и высоких ( $T > 20$  К) температурах. Например, при  $T = 1,73$  К

$$13,59 < W_m < 32,26 \text{ (см} \cdot \text{К/Вт)},$$

$$0,03 < L_m/L_0 < 0,08 \text{ при } \Delta\rho(0) = 32,04 \cdot 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{см}$$

и

$$0,19 < L_m/L_0 < 0,44 \text{ при } \Delta\rho(0) = 29,96 \cdot 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{см}.$$

Таким образом, интервал неопределенности  $L_m(T)$  довольно чувствителен к значению остаточного сопротивления.

Чтобы наглядно представить картину характерного поведения  $W_m(T)$  и  $L_m(T)$ , мы приводим таблицу значений этих функций для  $B_{\text{ср.}} = 6 \cdot 10^{-4}$  Вт/см $\cdot$ К $^3$  и  $\beta_{\text{ср.}} = 14,1$  см $\cdot$ К $^2$ /Вт, которые соответствуют средним значениям этих параметров в интервалах неопределенности.

Таблица

$T, \text{ К}$	1,73	2,43	3,41	4,17	5,99	8,07	10,02	12,10	13,96	16,03	18,00	20,01
$W_m(T)$ см $\cdot$ К/Вт	22,15	10,59	5,39	3,92	2,48	1,84	1,67	1,68	1,71	1,85	2,03	2,29
$\frac{L_m^{(1)}(T)}{L_0}$	0,05	0,12	0,25	0,35	0,53	0,65	0,65	0,59	0,53	0,44	0,37	0,30
$\frac{L_m^{(2)}(T)}{L_0}$	0,27	0,45	0,71	0,87	1,10	1,22	1,16	1,00	0,91	0,73	0,60	0,49

Индексы (1) и (2) относятся соответственно к значениям  $\Delta\rho(0) = 32,04 \cdot 10^{-7}$  Ом $\cdot$ см и  $\Delta\rho(0) = 29,96 \cdot 10^{-7}$  Ом $\cdot$ см.

В интервале  $1,73 \div 3,5$  К  $W_m(T)$  с ошибкой, меньшей, чем 10%, описывается формулой

$$W_m(T) = \frac{1}{(\Omega - B_{\text{ср.}}) T^2 + RT} - \frac{\beta_{\text{ср.}}}{T} - \alpha_{Ag} T^2,$$

где

$$\Omega = 6,61 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см} \cdot \text{К}^3, R = 9,73 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см} \cdot \text{К}^2, \alpha_{Ag} = 8,27 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2/\text{Вт} \cdot \text{К}.$$

Из таблицы следует, что отношение Лоренца лежит в пределах оценок Паттерсона [8] и Шарма и Трипати [9]. Однако делать выводы относительно предпочтительности какого-либо из подходов, развитых в работах [1—3], не представляется возможным.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Rivter N. Adkins K. J. Phys., F5, 1745 (1975).
2. Dzyaloshinski I. E., Volovik G. E. J. Physique, 39, 693 (1978).
3. Fischer K. H. Z. Phys., B34, 45 (1979).
4. Toulouse G. Commun. Phys., 2, 115 (1977).
5. Villain J. J. Phys., C10, 1717 (1977).
6. Laborde O., Radhakrishna P. J. Phys., F3, 1731 (1973).
7. Ford P. J., Mydosh J. A. Phys. Rev., B14, 2057 (1976).
8. Patterson J. D. Phys. Stat. Sol. (b), 90, K 85 (1978).
9. Sharma K. C., Tripathi R. S. Phys. Stat. Sol. (b), 102, K 161 (1980).
10. Jha D., Jericho M. H. Phys. Rev., B3, 147 (1971).
11. Garbarino P. L., Reynolds C. A. Phys. Rev., B4, 167 (1971).
12. Mydosh J. A. AIP Conf. Proc., 24, 131 (1975).
13. Карагезян А. Г., Арцруни А. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 473 (1977).
14. Сухаревский Б. Я., Андерс Э. Е., Казанская Т. Г. Труды ФТИНТ АН УССР, Физика конденсированного состояния, вып. IV, 135 (1969).

AgMn շԱՄԱԿԱՐԳԻ ՍՊԻՆԱՅԻՆ ԱՊԱԿԻՆԵՐԻ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԵՎ ՋԵՐՄԱՅԻՆ ԴԻՄԱԴՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆՆԵՐԻ 1,5—20 K ՏԵՐՈՒՅԹՈՒՄ. ՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ ԲԱՂԱԴԻԻՉԸ ԵՎ ԼՈՐԵՆՅԻ ՀԱՐԱԲԵՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Գ. Ս. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ա. Ա. ԱՐՄՐՈՒՆԻ, Ա. Գ. ԿԱՐԱԳՅՈՅՅԱՆ

Ag+2 at. % Mn համաձուլվածքի օրինակի հիման վրա առաջարկված է ջերմադիմադրության մագնիսական  $W_m$  բաղադրիչի առանձնացման եղանակի Չափված է էլեկտրա- և ջերմադիմադրությունը ջերմաստիճանների 1,5—20 K տիրույթում և գնահատված է Լորենցի  $L_m = \rho_m/TW_m$  «մագնիսական» հարաբերությունը:

#### ELECTRICAL AND THERMAL RESISTANCES OF AgMn SPIN GLASSES IN 1,5—20 K TEMPERATURE RANGE: THE MAGNETIC PART AND LORENZ RATIO

D. S. HAROUTJUNYAN, A. A. ARTSRUNI, A. G. KARAGYOZYAN

Based on the example of Ag + 2 at. % Mn alloy, a method for the separation of the magnetic part  $W_m$  of the total thermal resistance is proposed. The electrical  $\rho$  and thermal resistances are measured in the range of  $1,5 < T < 20$  K, and the "magnetic" Lorenz ratio  $L_m = \rho_m/TW_m$  is estimated.

## О МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ В СТРУКТУРАХ ДИЭЛЕКТРИК— ПОЛУПРОВОДНИК, ОБЛУЧЕННЫХ КОРОТКОПРОБЕЖНЫМИ ИОНАМИ

А. А. СААКЯН, Г. Н. ЕРИЦЯН, А. С. ОГАНЕСЯН

Ереванский физический институт

В. Н. МОРДКОВИЧ

НИИ «Пульсар», г. Москва

(Поступила в редакцию 20 января 1984 г.)

На основе исследования изохронного отжига поверхностных состояний (ПС) в структуре диэлектрик—полупроводник (Д—П), образовавшихся при облучении ионами  $As^+$  с энергией 40 кэВ и электронами с энергией 50 МэВ, найдено, что при этом возникают ПС различной природы. Для объяснения такого эффекта предложен новый механизм генерации ПС, согласно которому при облучении структур Д—П ионами возникающие в диэлектрике дефекты мигрируют к границе раздела Д—П и образуют новые ПС.

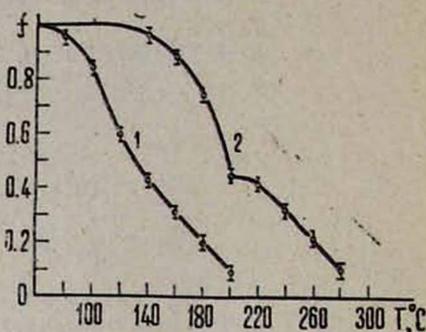
В работах [1, 2] было показано, что облучение структур  $SiO_2—Si$  короткопробежными ионами, средний проективный пробег которых меньше толщины диэлектрика, приводит к образованию новых поверхностных состояний (ПС). Механизм образования ПС в такой ситуации, когда внедренные ионы не достигают границы раздела диэлектрик-полупроводник (Д—П), до сих пор не ясен.

В работе [1] обсуждались возможные причины возникновения ПС при бомбардировке короткопробежными ионами: генерация рентгеновского излучения вблизи внешней границы  $SiO_2$  при торможении бомбардирующих ионов, генерация электронно-дырочных пар в области торможения ионов и их миграция к границе Д—П, генерация УФ света в результате рекомбинации электронов и дырок. При всем разнообразии механизмов сам процесс образования ПС во всех этих случаях должен быть аналогичным, так как при любых ионизирующих воздействиях разрыв связи между атомами на поверхности границы раздела Д—П происходит, по всей вероятности, преимущественно из-за захвата носителей [3]. Поэтому если такие механизмы ответственны за генерацию ПС при бомбардировке структур Д—П короткопробежными ионами, свойства возникающих ПС должны быть аналогичны свойствам ПС, созданных проникающим ионизирующим излучением.

Между тем, как показывают наши экспериментальные данные, свойства ПС, возникающих при бомбардировке структур Д—П короткопро-

бежными ионами и при действии проникающего электронного облучения, заметно различны. Так, при ионной бомбардировке энергетический спектр ПС представляет собой сплошную кривую в верхней половине запрещенной зоны  $Si$  с четко выраженными уровнями  $E_c - 0,15$  эВ и  $E_c - 0,21$  эВ [2]. Если же проводить облучение высокоэнергичными электронами [4], то на фоне непрерывного спектра ПС наблюдается лишь один энергетический уровень  $E_c - 0,12$  эВ. Различие свойств ПС, облученных короткопробежными ионами и электронами, видно также из данных, полученных при отжиге структур Д—П (см. рисунок). В этих опытах мы исследовали

Изохронный отжиг ПС структур  $SiO_2-Si$  длительностью 10 мин: 1 — образец, облученный электронами с энергией 50 МэВ; 2 — образец, облученный ионами мышьяка с энергией 40 кэВ.  $f = (N_{ss}(T) - N_{ss}^0(T)) \times (N_{ss} - N_{ss}^0(T))^{-1}$  — функция отжига.  $N_{ss}(T)$  — соответственно плотности ПС облученного образца до отжига и после отжига,  $N_{ss}^0(T)$  — плотность ПС необлученного образца после отжига,  $N_{ss}$  — плотность ПС, локализованных вблизи середины запрещенной зоны  $Si$ .



те же структуры  $SiO_2-Si$ , что и в [2, 4]. Видно, что в структурах, облученных ионами, отжиг происходит в две стадии с медианными температурами примерно 180 и 250° С. Для структур, облученных электронами, характерна одна стадия отжига с медианной температурой около 140° С. Эти результаты показывают, что различные облучения структур  $SiO_2-Si$  привели к образованию ПС различной природы.

На наш взгляд, образование ПС при бомбардировке структур короткопробежными ионами происходит следующим образом. Радиационные дефекты, возникающие в области торможения бомбардирующих ионов (смещенные атомы кремния, кислорода и их вакансии, возможно, атомы примесей), мигрируют к границе Д—П и через нее проникают в кремний.

При таком процессе в структуре должны возникнуть дефекты двух типов: дефекты в окисле у границы с  $Si$  и дефекты в приповерхностном слое  $Si$ . Разумно считать, что ПС, обусловленные дефектами при ионной бомбардировке, имеют более сложную природу и являются продуктами более сильных нарушений структуры  $SiO_2$ , чем ПС, созданные ионизирующим облучением, так как при их генерации атомы, формирующие  $SiO_2$ , получают существенно больше энергии, чем при захвате носителя заряда. Поэтому отжиг ПС, созданных в окисле короткопробежными ионами, требует более высокой температуры, чем отжиг ПС, созданных электронами (см. рисунок). Кроме того, предположение о миграции радиационных дефектов из  $SiO_2$  в  $Si$ , приводящей к образованию ловушек в  $Si$ , согласуется с тем, что возникающие при этом глубокие центры наблюдались также в работах [5, 6] в том случае, когда ионы достигали  $Si$ . К тому же характерная температура отжига таких ПС близка к температуре отжига дефектов, локализованных в  $Si$  вблизи поверхности, покрытой пленкой термически выращенного окисла [7].

## ЛИТЕРАТУРА

1. McCaughan D., Murphy V. J. Appl. Phys., 44, 2008 (1973).
2. Саакян А. А. и др. Труды Международной конференции «Ионная имплантация в полупроводниках и других материалах», Вильнюс, 1983, с. 277.
3. Попов В. Д., Ройзин Н. М. Микроволновая электроника, 2, 552 (1973).
4. Саакян А. А. и др. Электронная техника, сер. 2, вып. 2 (168), 27 (1984).
5. Вологдин Э. Н., Жукова Г. А., Мордкович В. Н. ФТП, 6, 1306 (1972).
6. Дубчак А. П. и др. Препринт КИЯИ—76—25, 1976.
7. Вологдин Э. Н., Жукова Г. А., Мордкович В. Н. ФТП, 7, 835 (1973).

**ԿԱՐՃ ՎԱԶՔԻ ԵՐԿԱՐՈՒԹՅՈՒՆ ՈՒՆԵՑՈՂ ԻՈՆՆԵՐՈՎ ՃԱՌԱԳԱՅԹՎԱԾ ԳԻԷԼԵԿՏՐՈՒԿ-ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻԶ ՀԱՄԱԿԱՐԳԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅՑԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԱՌԱՋԱՑՄԱՆ ՄԵԽԱՆԻԶՄԻ ՄԱՍԻՆ**

Ա. Ա. ՍԱՀԱԿՅԱՆ, Հ. Ն. ԵՐԻՑՅԱՆ, Ա. Ս. ՀՈՎԱՆԵՍՅԱՆ, Վ. Ն. ՄՈՐԿՈՎԻՉ

Գիելեկտրոն-կիսահաղորդիչ համակարգը  $E=40$  կէՎ էներգիայով As իոններով և  $E=50$  ՄէՎ էներգիայով էլեկտրոնների փնջով ճառագայթելիս առաջացած մակերևութային դիճակների (ՄՎ) իզոխրոնային այրման ուսումնասիրությամբ հայտնաբերված է, որ այն ղեկավարում է, երբ ուժեղացող իոնների վազքի երկարությունը փոքր է դիելեկտրիկ շերտի հաստությունից, ՄՎ-ը ունեն այլ բնույթ, քան թափանցող բարձր էներգիայի էլեկտրոններով ճառագայթելիս: Առաջարկված է ՄՎ առաջացման նոր մեխանիզմ, որը որակապես բացատրում է փորձնական արդյունքները: Մեխանիզմի էությունը կայանում է նրանում, որ կարճ վազքի երկարությամբ իոններով ճառագայթելիս դիելեկտրիկում առաջացած ղեֆեկտները շարժվում են ղեկի դիելեկտրիկ-կիսահաղորդիչ սահմանադիմի և առաջացնում նոր բնույթի ՄՎ, ընդ որում այդ ղեֆեկտները կարող են սահմանով ներթափանցել նաև կիսահաղորդիչ խորքը:

## ON THE MECHANISM OF INTERFACE STATES FORMATION IN DIELECTRIC-SEMICONDUCTOR STRUCTURES IRRADIATED WITH SHORT-RANGE IONS

A. A. SAHAKYAN, G. N. YERITSYAN, A. S. HOVANESYAN  
V. N. MORDKOVICH

Based on the investigation of isochronous annealing of interface states formed in dielectric-semiconductor structures at the irradiation with 40 keV As ions and 50 MeV electrons, it was obtained that when the range of projectile ions was less than the dielectric thickness, the produced interface states differed in nature from those produced by penetrating high-energy electrons. A novel mechanism of interface states formation qualitatively accounting for available experimental data is proposed.

УДК 539.122

## ТЕМПЕРАТУРНОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МЁССБАУЭРОВСКОЙ ЛИНИИ ПОГЛОЩЕНИЯ $^{57}\text{Fe}$ В СИСТЕМЕ СФАЛЕРИТ—ВЮРЦИТ

М. П. ПУЛАТОВ

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 15 января 1984 г.)

В работе исследована зависимость величин сверхтонкого квадрупольного взаимодействия и вероятности эффекта Мёссбауэра в зависимости от температуры в вюрците и сфалерите. На основе полученных результатов сделаны выводы, касающиеся структуры этих веществ.

Механизму возникновения электрических полей на примесных ионах в кристаллах кубической симметрии посвящено много работ. В частности, такие исследования проведены на  $\text{ZnS}$ , содержащем разные парамагнитные примеси [1, 2]. Наиболее изученным является изоморфное замещение  $\text{Zn}$  железом [3—7]. Так, в работах [6, 7] авторы методом гамма-резонансной спектроскопии (ГРС) установили, что ион железа в двухвалентной форме статистически замещает  $\text{Zn}^{2+}$ . Наблюдаемые при этом электрические поля объясняются наличием вакансий в узлах серы, а температурная зависимость величины сверхтонкого квадрупольного расщепления ( $\Delta E$ ) — изменением частоты перескока вакансии и, следовательно, изменением проводимости в исследуемых образцах.

Однако в этих работах исследована температурная зависимость только химического сдвига  $\delta$  и  $\Delta E$  в малом интервале температур от 80 до 300 К. Настоящая работа посвящена исследованию  $\Delta E$  при температурах 300—1000 К и хода изменения температурной зависимости вероятности эффекта Мёссбауэра при 80—1000 К.

С целью сравнения полученных результатов с имеющимися данными [6] в качестве исследуемых объектов были взяты те же образцы сфалерита и вюрцита. Образцы были изготовлены в виде прессованных таблеток, которые прижимались с двух сторон сланцевыми пластинами, чистота которых на содержание примесей железа проверялась способами ЭПР и ЯГР. Нагрев образца сопровождался поддержанием низкого вакуума ( $10^{-8}$  Па) во избежание окислительных и ионообменных процессов. Источником резонансных гамма-квантов служил  $^{57}\text{Co}$  в матрице хрома активностью 50 милликюри.

Характерные мёссбауэровские спектры для сфалерита и характер изменения параметров линии поглощения при разных температурах приведены соответственно на рис. 1, 2 и 3.

Рассмотрим в отдельности изменение параметров мёссбауэровских спектров поглощения в зависимости от температуры. Согласно данным

[6] существование локальных электрических полей на ядрах двухвалентного железа (см. рис. 2), который изоморфно замещает  $Zn$  в  $ZnS$ , объясняется нехваткой серы (3—5%) в образцах. Это приводит к образованию вакансий в узлах серы и, следовательно, к искажению кубической решетки  $ZnS$ .

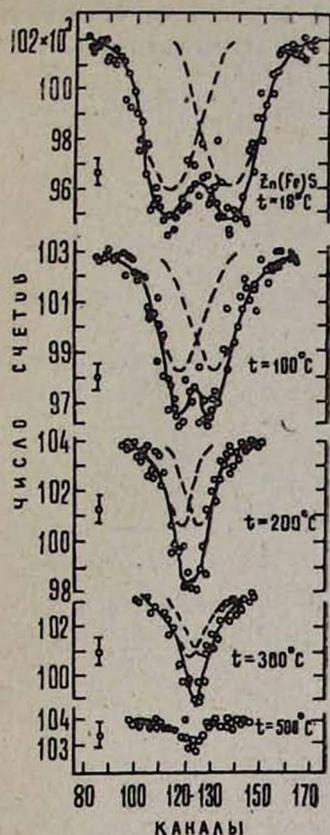


Рис. 1. Характерные мёсбауэровские спектры поглощения в зависимости от температуры.

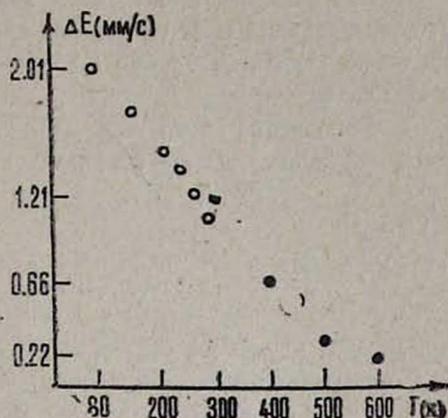


Рис. 2. Температурная зависимость величины сверхтонкого квадрупольного расщепления.

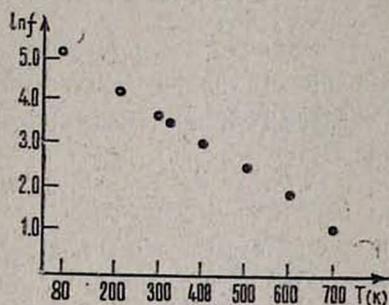


Рис. 3. Зависимость фактора Дебая—Валлера от температуры.

При повышении температуры образца сера из  $ZnS$  улетучивается и увеличивается число вакансий в узлах серы и искажение решетки становится более существенным. При этом очевидно, что из-за увеличения числа вакансий и перескоков вакансий все узлы решетки становятся идентичными и происходит быстрое уменьшение величины квадрупольного расщепления с ростом температуры. При отсутствии такого явления уменьшение  $\Delta E$  вплоть до его исчезновения (рис. 2) должно было иметь место при больших температурах нагрева. Аналогичный характер изменения  $\Delta E$  с температурой наблюдается и для вюрцита.

Этот факт говорит о том, что при температурах выше 600 К сфалерит и вюрцит становятся одинаковыми по структуре. Это заключение подтверждается рентгенографическими исследованиями, которые проводились после резкого охлаждения до 80 К того и другого образца.

Другим доказательством тождественности по структуре сфалерита и вюрцита при высоких температурах служат также результаты измерений фактора Дебая—Валлера в зависимости от температуры. У обоих веществ ход изменения  $f(T)$  идентичен (см. рис. 3) и имеет экспоненциальный характер.

Таким образом, проведенные исследования сверхтонкого квадрупольного расщепления и фактора Дебая—Валлера показывают, что при высоких температурах ( $T > 600$  K) сфалерит и вюрцит становятся структурно эквивалентными.

В заключение автор выражает благодарность А. Р. Мкртчяну за неоднократное обсуждение результатов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Estle T. Z. Phys. Rev.*, 64, 1702 (1964).
2. *Schneicler J., Sirger I. R., Fculer A. Z. Zs. f. Naturforsch.*, B18, 819, 980 (1969)
3. Марфукин А. С., Платонов А. И., Феодоров В. Е. ФТТ, 9, 12 (1967).
4. *Manning G. Phys. Rev.*, 40, 147 (1967).
5. *Luchner K. Zetch. Kristals*, 19, 281 (1963).
6. Айвазян Т. М. и др. Изв. АН УзССР, сер. физ.-мат., № 3, 64 (1972).
7. *Dictl J. Phys. Rev.*, 65, 2110 (1964).

### ՍՅԱԼԵՐԻՏ-ՎՅՈՒՐՑԻՏ ՀԱՄԱԿԱՐԳՈՒՄ $^{57}\text{Fe}$ -Ի ՄՅՈՍՐԱՈՒՆԵՐՅԱՆ ԳՄԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿԱԽՎԱՍԾ ԶԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԻՑ

Մ. Պ. ՊՈՒԼԱՏՈՎ

Աշխատանքում հետազոտված է վյուրցիտում և սֆալերիտում գերհուրք բվազրուպոլ փոխազդեցության և Մյոսբաուերի էֆեկտի հավանականության մեծությունների վարքը կախված շերմաստիճանից: Ստացված արդյունքների հիման վրա արված են այդ նյութերի կառուցվածքներին վերաբերվող եզրակացություններ:

### TEMPERATURE DEPENDENCE OF $^{57}\text{Fe}$ MÖSSBAUER LINE PARAMETERS IN THE SYSTEM OF SPHALERITE-VURCITE

M. P. POULATOV

The behaviour of hyperfine quadrupole splitting and of the probability of Mössbauer effect in vurcite and sphalerite was studied in dependence of temperature. The obtained data allow one to arrive at definite conclusions on the structure of these substances.

РЕФЕРАТЫ СТАТЕЙ, ДЕПОНИРОВАННЫХ В ВИНТИ

УДК 539.2.01

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ  
В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ПРИ СЛУЧАЙНЫХ  
ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЯХ

В. М. ГАСПАРЯН, Э. А. КАСАМАНЯН

Ереванский государственный университет

Для учета неупорядоченного строения реальной поверхности принята модель случайно расположенной потенциальной стенки для поверхности. Исследовано распределение собственных поверхностных состояний в запрещенной зоне полупроводника при наличии внешнего электрического поля. Получено аналитическое выражение для соответствующей усредненной одномерной плотности состояний. Показано, что на краях запрещенной зоны она имеет корневую особенность типа  $(\Delta^2 - E^2)^{-1/2}$  ( $\Delta$  — полуширина запрещенной зоны), когда сдвиг положения уровня поверхности  $E_0$  во внешнем электрическом поле в первом приближении не учитывается. Такое поведение усредненной плотности состояний объясняется тем, что при устремлении поверхностного уровня к краям запрещенной зоны радиус локализации электрона в области кристалла неограниченно возрастает, а относительный вклад приповерхностной области в формирование спектра стремится к нулю. Усредненная трехмерная плотность состояний, полученная из соответствующей квазиодномерной плотности интегрированием по всем двумерным волновым векторам  $\mathbf{q}$  вдоль поверхности, такой особенностью не обладает.

Иллюстрация 1. Библиографий 7.

Поступила 25.V. 1983

Полный текст статьи депонирован в ВИНТИ.

Регистрационный № 6544—84 Деп.

УДК 621.382.002

ОСОБЕННОСТИ ФОРСИРОВАННОГО ВЫКЛЮЧЕНИЯ  
И ВТОРИЧНЫЙ ПРОБОЙ В СИЛОВЫХ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ  
ТРАНЗИСТОРАХА. А. ВАРДАНЯН, П. Г. ДЕРМЕНЖИ, С. А. ШАБОЯН  
СКТБ полупроводниковой техники, ВЭИ им. В. И. Ленина

Быстродействие и стойкость к вторичному пробую силовых транзисторов при выключении во многом определяются амплитудой и формой запирающего импульса тока базы. В работе предложена двухмерная модель для изучения влияния особенностей рассасывания избыточного заряда, накопленного в высокоомном коллекторе при форсированном выключении, на процесс шнуrowания тока в центре эмиттерной гребенки высоковольтных транзисторов. Путем решения уравнения непрерывности получены аналитические выражения для временных зависимостей нарастания коллекторного напряжения, скорости шнуrowания тока и закона восстановления равновесного сопротивления модулированного коллектора.

Исходя из условия превышения электрическим полем своего критического значения на границе  $n-n^+$ -коллектора, получены соотношения для определения области безопасной работы силовых транзисторов при форсированном выключении в зависимости от индуктивной нагрузки. Установлено, что повышение быстродействия транзистора за счет увеличения амплитуды запирающего базового тока приводит к существенному сужению области безопасной работы и необходимо выбрать оптимальное сочетание по быстродействию и области безопасной работы транзистора.

Иллюстраций 3. Библиографий 4.

Поступила 3. III. 1983

Полный текст статьи депонирован в ВИНТИ.

Регистрационный № 4923—84 Деп.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ  
 ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ՖԻԶԻԿԱ  
 ИЗВЕСТИЯ  
 АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР  
 ФИЗИКА

## СОДЕРЖАНИЕ

Ю. Г. Шахназарян. Угловое распределение струи с наибольшим импульсом в трехструйных событиях в $e^+e^-$ -аннигиляции . . . . .	3
В. М. Асатурян, А. Г. Худавердян. Исследование корреляций гамма-квантов с протонами в $d-C^{12}$ взаимодействиях . . . . .	9
А. С. Амирян, В. Г. Григорян. Роль различных нелинейных механизмов в ограничении роста числа параметрически возбужденных фононов . . . . .	13
Р. П. Вардапетян. К методике измерения фоточувствительного затухания ультразвука в пьезополупроводниках . . . . .	18
А. Г. Алексанян, Э. М. Беленов. О детектирующих свойствах переходов металл—барьер—металл . . . . .	23
В. Б. Аракелян, С. Б. Аракелян. Радиальный профиль энергии иона в ионном канале мембраны . . . . .	28
В. А. Саркисян, М. Г. Асратян, Ш. С. Саакян, А. К. Дадиванян. Ориентация молекул жидких кристаллов и полимеров относительно сферических и цилиндрических поверхностей . . . . .	33
К. Б. Петросян, К. М. Похсрарян. Генерация ультракоротких импульсов света в области 220—266 нм в кристалле пентабората калия . . . . .	39
Д. С. Арутюнян, А. А. Ардруни, А. Г. Карагезян. Электро- и теплопроводность спиновых стекол $AgMn$ в интервале 1,5—20 К: магнитная компонента и отношение Лоренца . . . . .	43

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

А. А. Саакян, Г. Н. Ерицян, А. С. Оганесян, В. Н. Мордкович. О механизме образования поверхностных состояний в структурах диэлектрик—полупроводник, облученных короткопробежными ионами . . . . .	47
М. П. Пулатов. Температурное изменение параметров мессбауэровской линии поглощения $^{57}Fe$ в системе сфалерит—вюрцит . . . . .	50
РЕФЕРАТЫ СТАТЕЙ, ДЕПОНИРОВАННЫХ В ВИНИТИ	
В. М. Гаспарян, Э. А. Касаманян. О распределении поверхностных состояний в электрическом поле при случайных граничных условиях . . . . .	53
А. А. Варданян, П. Г. Дерменжи, С. А. Шабоян. Особенности форсированного выключения и вторичный пробой в силовых высоковольтных транзисторах . . . . .	54

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ի Թ Յ Ո Ի Ն

Յու. Գ. Շահնագարյան. Մեծագույն իմպուլս ունեցող ինչի անկյունային բաշխումը $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ պրոցեսում	3
Վ. Մ. Ասատուրյան, Ա. Հ. Խուրազմիրյան. Գամմա-քվանտների և պրոտոնների միջև կո- րելյացիայի ուսումնասիրությունը $\pi^-C^{12}$ փոխազդեցություններում	9
Ա. Ս. Ամիրյան, Վ. Գ. Գրիգորյան. Տարբեր ոչ զծային մեխանիզմների դերը պարամետ- րիկորեն զրգոված ֆոնոնների թվի աճի սահմանափակման մեջ	13
Ռ. Պ. Վարդապետյան. Պլեզրկիրաճազորողիչներում ուլտրաձայնի լուսազգային մարումը չափելու մեթոդի վերաբերյալ	18
Ա. Գ. Ալեքսանյան, Է. Մ. Բելենով. Մետաղ-արգելք-մետաղ անցման դետեկտման հատ- կությունների մասին	23
Վ. Բ. Ասաֆյան, Ս. Բ. Ասաֆյան. Իոնի էներգիայի շոտավազային պրոֆիլը մեմբրանի իոնային կանալում	28
Վ. Ա. Սարգսյան, Մ. Գ. Հատրաբյան, Շ. Ս. Սաճակյան, Ա. Կ. Դադիվանյան. Հեղուկ բյու- րեղների և պոլիմերների մոլեկուլների կոդմոտորշումը սֆերիկ և գլանային մակե- րևույթների նկատմամբ	33
Կ. Բ. Պետրոսյան, Կ. Մ. Փոխարարյան. Կալիումի պենտաբորատ բյուրեղում լույսի գեր- կարճ իմպուլսների զննության 220—266 նմ տիրույթում	39
Գ. Մ. Հարությունյան, Ա. Ա. Աբժուռնի, Ա. Գ. Ղարսգյոյան. AgMn համակարգի սպի- նային ապակիների էլեկտրական և ջերմային դիմադրությունները ջերմաստիճան- ների 1,5—20 K տիրույթում. մագնիսական բաղադրիչը և կորենցի հարաբե- րությունը	43

ՀԱՄԱՌՈՏ ՀԱՂՈՐԳՈՒՄՆԵՐ

Ա. Ա. Սաճակյան, Հ. Ն. Ներիցյան, Ա. Ս. Հովհաննիսյան, Վ. Ն. Մորդկովիչ. Կարճ վազքի երկարություն ունեցող իոններով ճառագայթված դիէլեկտրիկ-կիրաճազորողիչ հա- մակարգի մակերևույթային վիճակների առաջացման մեխանիզմի մասին	47
Մ. Պ. Պուլատով. Սֆալերիտ-վյուրցիտ համակարգում $57Fe$ -ի մյուսբաուցրյան ձծի պա- րամետրերի փոփոխությունը՝ կախված ջերմաստիճանից	50

ԳԵՏԻՉԻՆՈՒՄ ՂԵՎՈՆԱԳՎԱԾ ԻՏՊՎԱԾՆԵՐԻ ՈՆՖԻՐԱՄԱՆԵՐ

Վ. Մ. Գասպարյան, Զ. Ա. Կասամանյան. Մակերևույթային վիճակների բաշխումը էլեկ- տրական դաշտում պատահական սահմանային պայմանների դեպքում	53
Ա. Ա. Վարդանյան, Պ. Գ. Դեմեճեչի, Ս. Ա. Շաբոյան. Երկրորդային ծակում ուժային բարձրավոլտ տրանզիստորներում և արագացված անջատման առանձնահատկու- թյունները	54