

ՀԱՍՐ ԳԱ  
Տեղեկագիր

Ֆ Ի Չ Ի Կ Ա  
ФИЗИКА

1968

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒՆԳԻԱ

Գ. Մ. Ավագյանց, Պ. Հ. Բեգիրզանյան, Է. Ս. Բուռնսուզյան,  
Գ. Մ. Ղարիբյան (պատասխանատու խմբագիր), Գ. Ս. Սա-  
հակյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Ռ. Ա. Սար-  
դարյան (պատասխանատու քարտուղար), Հ. Հ. Վարդապետյան,  
Ն. Մ. Քոչարյան, Յու. Ֆ. Օրլով

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Г. М. Авакьянц, П. А. Безирганян, Э. С. Бурунсузьян,  
Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редак-  
тор), Н. М. Кочарян, Ю. Ф. Орлов, Г. С. Саакян (за-  
меститель ответственного редактора), Р. А. Сардарян  
(ответственный секретарь)

К ШЕСТИДЕСЯТИЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ АКАДЕМИКА АН АрмССР  
ЧЛЕНА-КОРРЕСПОНДЕНТА АН СССР

АРТЕМА ИСАКОВИЧА АЛИХАНЬЯНА



Редакция журнала Известия АН АрмССР, Физика, поздравляет  
дорогого Артема Исаковича Алиханьяна с днем его юбилея и  
желает многих лет здоровья, счастья и научных успехов.

## ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В АНИЗОТРОПНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ

В. С. САРДАРЯН

Построена теория гальваномагнитных явлений в тонких анизотропных полупроводниковых пленках с учетом поверхностного заряда и произвольном, в смысле зеркально-диффузном, рассеянии носителей заряда поверхностью. При этом толщина пленки считалась меньше характерной длины свободного пробега и дебаевской длины экранирования. С помощью аффинных преобразований кинетическое уравнение для анизотропной дисперсии было сведено к таковому для сферического закона дисперсии. Получены точные выражения для коэффициентов тензора проводимости. Вычислены продольная и поперечная составляющие тензора подвижности. Показано, что проводимость и подвижность тонкой пленки полупроводника с кубической симметрией становится анизотропной величиной, в то время как в массивных образцах эти параметры изотропны. Анализированы основные причины уменьшения подвижности в тонкой пленке.

## § 1. Введение и постановка задачи

Гальвано и термомагнитным явлениям в тонких анизотропных полупроводниковых пленках посвящено незначительное количество работ [1—7]. В то же время в последние годы в области технологии монокристаллических пленок достигнут значительный прогресс, что дает возможность провести широкие экспериментальные и теоретические исследования электрофизических параметров пленок с целью применения их в технике.

Макдональд [1] рассмотрел полупроводник со сферическими энергетическими поверхностями кубической симметрии, в частности, вычислил коэффициент Холла и удельное сопротивление. Шриффер, Цемель [3] рассчитали проводимость, подвижность и коэффициент Холла с учетом поверхностного заряда для полупроводников с изотропным энергетическим спектром электронов.

Вычислен также коэффициент Холла для пленки с собственной проводимостью и изотропным квадратичным законом дисперсии. Хэм, Маттис и Прайс [5] вычислили тензор проводимости одного лишь эллипсоида тонкой пленки с кубической симметрией типа Ge и Si без учета заряда на поверхностях пленки. Рашба [7] рассчитал проводимость ограниченного анизотропного полупроводника и показал, что если длина свободного пробега по междолинному рассеянию велика по сравнению с внутридолинной, то условие непрерывности токов электронов каждой из долин приводит в приповерхностном слое толщиной порядка  $\sqrt{D \cdot \tau_M}$  ( $D$  — коэффициент диффузии электронов,  $\tau_M$  — среднее время релаксации по междолинному рассеянию) к нарушению перераспределения электронов в долинах. Как следствие этого, при при-

МА-9880

ложении тянущего поля в плоскости ХОУ возникает поперечное электрическое поле по Z.

Цель настоящей работы заключается в вычислении гальваномагнитных коэффициентов в слабых электрическом и магнитном полях для тонкопленочных полупроводников Ge и Si с учетом поверхностного заряда. При этом будем рассматривать пленки с толщиной меньшей средней длины свободного пробега по внутридолинному рассеянию и дебаевской длины экранирования; поверхности, ограничивающие пленку, будем считать одинаковыми (симметричными).

Так как во всех практически исследованных полупроводниках длина свободного пробега по внутридолинному рассеянию намного меньше или порядка таковой по междолинному рассеянию [13], то естественно считать, что вышеуказанное ограничение на толщину пленки означает, что толщина заодно меньше длины пробега по междолинному рассеянию. Последнее обстоятельство указывает на то, что эффект Рашбы [7] в таких пленках не появится. Раз это так, то в рассматриваемых ниже нами пленках хорошо выполняется  $\operatorname{div} j = 0$ .

Физически рассматриваемая нами задача состоит в том, чтобы выяснить как влияет толщина пленки („размерный“ фактор) и поверхностный заряд на подвижность, проводимость и другие кинетические коэффициенты в полупроводниковых пленках с анизотропным энергетическим спектром. Ниже будем рассматривать две практически важные ориентации пленок: а) Нормаль пленки направлена вдоль  $\langle 001 \rangle$ , б) нормаль пленки—вдоль  $\langle 111 \rangle$ . Одновременно вычисления будем вести как для Ge, так и для Si.

Малыми параметрами в соответствии с вышеприведенной постановкой задачи являются  $2d/L_D \ll 1$ ,  $2d/\bar{L} \ll 1$ , где  $L_D$ —длина дебаевского экранирования,  $\bar{L}$ —средняя по распределению длина свободного пробега электронов.

Следует сразу отметить, что при соответствующих вычислениях будет произведено разложение по этим малым параметрам должным образом. Так как мы рассматриваем квазиклассическую задачу, то толщина пленки должна быть ограничена снизу  $2d > \left[ \frac{\hbar^2/2m^* \cdot \pi^2 (2n+1)}{2k_0 T} \right]^{1/2}$  ( $n=1, 2, 3$ ). Это ограничение является необходимым для температурного размазывания размерно квантованных уровней электронов. Таким образом пленки, для которых будут справедливы приведенные нами расчеты, должны иметь толщину, ограниченную сверху и снизу:

$$\left[ \frac{\hbar^2 \pi^2 (2n+1)}{4m^* k_0 T} \right]^{1/2} < d < L_D,$$

$$d < \bar{L}.$$

## § 2. Кинетическое уравнение Больцмана

Линеаризованное уравнение Больцмана для полупроводниковых

пленок типа  $n$ —германия и кремния в системе, связанной с главными осями одного из эллипсоидов энергии, есть:

$$-\left(\vec{v}, \Delta_{\vec{r}} f\right) + \left(\frac{e}{\hbar c}\right) ([\vec{V}, \vec{H}] \nabla_k f_1) - \frac{f_1}{\tau} = -\frac{e}{\hbar} (\vec{E}, \nabla_k f); f = f_0 + f_1. \quad (1)$$

В (1) обозначения те же, что и в [8].

Магнитное поле считается слабым не только в смысле  $\frac{\mu B'}{c} \ll 1$ , а

еще  $|B'_1| \ll \frac{c \sqrt{2im^* \varepsilon}}{2ld}$ , где  $B'_i = \alpha_i^{-1/2} (\alpha_s^2 \alpha_p)^{1/2} H_i$ ,

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_s = \frac{m_0}{m_{\perp}}, \quad \alpha_3 = \alpha_p = \frac{m_0}{m_{\parallel}}$$

$c$  — скорость света,  $2d$  — толщина,  $\varepsilon$  — энергия электрона,

$B'_1$  — перпендикулярная к нормали пленки компонента  $\vec{B}'$ .

Второе условие, налагаемое на магнитное поле, требует, чтобы ларморов радиус носителей или с характерной энергией, или с энергией Ферми в случае фермиевского распределения был, по крайней мере, порядка или больше толщины пленки. В противном случае после включения магнитного поля носители не будут „чувствовать“ поверхностей пленки, и, соответственно, формулы для пленки будут тождественно совпадать с формулами для массивных полупроводников.

По этой причине ясно, что рассмотрение случая классически сильных || пленке магнитных полей в тонких пленках в некотором отношении бессмысленно. Граничные условия для решения (1) есть условия на неравновесную функцию распределения

$$\begin{aligned} f_1(k'_1, k'_2, k'_3, -d) &= p f_1(k'_1, k'_2, -k'_3, -d), \quad f_1(k'_1, k'_2, -k'_3, +d) = \\ &= p f_1(k'_1, k'_2, k'_3, +d), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\vec{k}'$  — волновой вектор электрона в системе координат, третья ось которой перпендикулярна к пленке,  $2d$  — толщина пленки,  $p=0$  при диффузном и  $p=1$  при зеркальном рассеянии на поверхности.

Для учета поверхностного заряда пленки нужно решить совместно с (2) уравнение Пуассона

$$\frac{d^2 \Psi}{dr^2} = \frac{4\pi}{\varepsilon} \rho(r). \quad (3)$$

Для решения (1) с граничными условиями (2) разумно перейти к системе координат, третья ось которой перпендикулярна пленке, так как условия (2) заданы в системе координат пленки, остальные же две — произвольны, (в дальнейшем эту систему координат назовем системой координат пленки).

Это можно выполнить, произведя аффинное преобразование, состоящее из преобразований деформации и поворота пространства. В

дальнейшем с точностью до постоянного множителя третья координата пленки будет заменена на  $Z$ , дабы лишний раз подчеркнуть выделенное направление рассматриваемой системы.

Теперь в принципе можно решить преобразованное уравнение Больцмана с граничными условиями (2).

Нужно решить уравнение (3) с граничными условиями типа

$$(d\Psi/dy_3)_{y_3=0} = 0, \quad (4)$$

$$\Psi|_{y_3=0} = 0. \quad (5)$$

Случай, когда дебаевская длина меньше толщины, довольно простой и рассмотрен Шриффером [3] для полубесконечного полупроводника.

Довольно интересно рассмотреть противоположный случай, указанный выше, когда одна поверхность будет существенно влиять на другую в смысле экранирования. Дабы не загромождать настоящее сообщение приведем сразу решение (3) с учетом (5)

$$\Psi = -\frac{k_0 T}{e} \ln \left( \cos^2 \frac{2\pi e^2 n_s y_3}{\kappa K_0 T \sqrt{\left| \exp\left(-\frac{e\Psi_s}{k_0 T}\right) - 1 \right|}} \right), \quad (6)$$

следовательно,

$$E_z = \frac{4\pi e n_s}{\kappa \sqrt{\left| \exp\left(-\frac{e\Psi_s}{k_0 T}\right) - 1 \right|}} \operatorname{tg} \frac{2\pi e^2 n_s y_3}{\kappa k_0 T \sqrt{\left| \exp\left(-\frac{e\Psi_s}{k_0 T}\right) - 1 \right|}}, \quad (7)$$

где  $\Psi_s$  — величина поверхностного потенциала,  $n_s$  — концентрация поверхностных заряженных центров.

### § 3. Гальваномагнитные коэффициенты

Громоздкость выражений для функций распределения электронов не позволяет нам привести их в статье. Поэтому ниже приводим лишь конечные формулы для кинетических коэффициентов

$$\begin{aligned} \overline{\sigma_{xx}^{(i)}} = \overline{\alpha_1^{(i)}}(z) \frac{m_{\parallel}^{*1/2} \cdot m_{\perp}^*}{m_0^{3/2}} & \left( \frac{m_0}{m_{\parallel}^*} \sin^2 \Phi_l + \frac{m_0 \cos^2 \Phi_l}{m_{\parallel}^* \sin^2 \theta_l + m_{\perp}^* \cos^2 \theta_l} \right) + \\ & + \overline{\alpha_2^{(i)}}(z) \cdot \frac{m_{\parallel}^* - m_{\perp}^*}{m_0^{1/2} m_{\perp}^{*1/2}} \cdot \frac{\cos^2 \theta_l \cdot \sin^2 \theta_l \cdot \cos^2 \Phi_l}{m_{\parallel}^* \sin^2 \theta_l + m_{\perp}^* \cos^2 \theta_l}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \overline{\sigma_{yy}^{(i)}} = \overline{\alpha_1^{(i)}}(z) \frac{m_{\parallel}^{*1/2} \cdot m_{\perp}^*}{m_0^{3/2}} & \left( \frac{m_0}{m_{\perp}^*} \cos^2 \Phi_l + \frac{m_0 \sin^2 \Phi_l}{m_{\parallel}^* \sin^2 \theta_l + m_{\perp}^* \cos^2 \theta_l} \right) + \\ & + \overline{\alpha_2^{(i)}}(z) \frac{(m_{\parallel}^* - m_{\perp}^*)^2}{(m_0 m_{\parallel}^*)^{1/2}} \times \frac{\cos^2 \theta_l \sin^2 \theta_l \sin^2 \Phi_l}{m_{\parallel}^* \sin^2 \theta_l + m_{\perp}^* \cos^2 \theta_l}. \end{aligned} \quad (9)$$

$$\overline{\sigma_{zz}^{(i)}} = \overline{\alpha_2^{(i)}}(z) \frac{m_{\parallel}^{*1/2} \cdot m_{\perp}^*}{m_0^{3/2}} \left( \frac{m_0}{m_{\perp}^*} \sin^2 \theta_l + \frac{m_0}{m_{\parallel}^*} \cos^2 \theta_l \right), \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \overline{\sigma_{xy}^{(i)}} = & \overline{\alpha_1^{(i)}}(z) \frac{m_{\parallel}^* \cdot m_{\perp}^*}{m_0^*} \left( \frac{m_0}{m_{\parallel} \sin^2 \theta_l + m_{\perp} \cos^2 \theta_l} - \frac{m_0}{m_{\perp}} \right) \sin^2 \Phi_l \cos^2 \Phi_l + \\ & + \overline{\alpha_2^{(i)}}(z) \frac{(m_{\parallel}^* - m_{\perp}^*)^2 \sin^2 \theta_l \cos^2 \theta_l \sin \Phi_l \cos \Phi_l}{m_0^* m_{\parallel}^* m_{\perp}^* (m_{\parallel} \sin^2 \theta_l + m_{\perp} \cos^2 \theta_l)} - \\ & - \overline{\alpha_4^{(i)}}(z) \frac{m_0^* (m_{\parallel}^* - m_{\perp}^*)}{m_{\parallel}^* m_{\perp}^*} \sin \theta_l \cos \theta_l (H_x \cos \Phi_l + H_y \sin \Phi_l) - \\ & - H_z \left\{ \overline{\alpha_3^{(i)}}(z) \frac{(m_0 m_{\parallel}^*)^{1/2}}{m_{\parallel} \sin^2 \theta_l + m_{\perp} \cos^2 \theta_l} + \overline{\alpha_1^{(i)}}(z) \frac{m_0^{1/2} (m_{\parallel}^* - m_{\perp}^*)^{1/2} \sin^2 \theta_l \cos^2 \theta_l}{m_{\parallel}^* m_{\perp}^* (m_{\parallel} \sin^2 \theta_l + m_{\perp} \cos^2 \theta_l)} \right\}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \overline{j_{yz}^{(i)}} = & - \overline{\alpha_2^{(i)}}(z) \frac{(m_{\parallel}^* - m_{\perp}^*) \cos \theta_l \sin \theta_l \sin \Phi_l}{(m_0 m_{\parallel}^*)^{1/2}} - \\ & - \overline{\alpha_1^{(i)}}(z) \left( \frac{m_{\parallel}^*}{m_0} \right)^{1/2} \left\{ H_x \left( \frac{m_0}{m_{\parallel}} + \frac{m_{\perp}^* - m_{\parallel}^*}{m_{\parallel} m_{\perp}^*} m_0 \sin^2 \theta_l \cos^2 \Phi_l \right) + \right. \\ & \left. + H_y \left( \frac{m_{\perp}^* - m_{\parallel}^*}{m_{\parallel} m_{\perp}^*} m_0 \sin^2 \theta_l \sin \Phi_l \cos \Phi_l \right) + H_z \frac{m_{\perp}^* - m_{\parallel}^*}{m_{\parallel} m_{\perp}^*} m_0 \sin \theta_l \cos \theta_l \cos \Phi_l \right\}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \overline{\sigma_{xy}^{(i)}} = & - \overline{\alpha_2^{(i)}}(z) \frac{m_{\perp}^* - m_{\parallel}^*}{(m_0 m_{\perp}^*)^{1/2}} \cos \theta_l \sin \theta_l \cos \Phi_l + \overline{\alpha_1^{(i)}}(z) \left( \frac{m_{\parallel}^*}{m_0} \right)^{1/2} \left\{ H_z \cdot \frac{m_{\parallel}^* - m_{\perp}^*}{m_{\parallel} m_{\perp}^*} m_0 \times \right. \\ & \times \cos \Phi_l \sin \Phi_l \sin^2 \theta_l + H_y \left( \frac{m_0}{m_{\parallel}} + \frac{m_{\perp}^* - m_{\parallel}^*}{m_{\parallel} m_{\perp}^*} \sin^2 \theta_l \sin^2 \Phi_l \right) + \\ & \left. + H_x \frac{m_0 (m_{\parallel}^* - m_{\perp}^*)}{m_{\parallel} m_{\perp}^*} \sin \theta_l \cos \theta_l \sin \Phi_l \right\}. \end{aligned}$$

Приведем выражения  $\overline{\alpha_1^{(i)}}$ ,  $\overline{\alpha_2^{(i)}}$ ,  $\overline{\alpha_3^{(i)}}$ ,  $\overline{\alpha_4^{(i)}}$  для скалярного внутридолинного механизма рассеяния.

$$\begin{aligned} \overline{\alpha_1^{(i)}}(z) = & \frac{e^2 \sqrt{A_1 \sin^2 \theta_l + A_2 \cos^2 \theta_l}}{2k_0 T \cdot d} \left[ 1 - e^{-\frac{z}{d}} \left( 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{z}{d}} e^{-z^2} dz \right) \right] \\ & \int_0^{\frac{z}{d}} A e^{-\frac{z}{k_0 T}} \frac{8\pi m_0 \varepsilon}{\hbar} \cdot \tau \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_0}} \times \\ & \times \frac{K \sin^2 \theta_l \cos^2 \theta_l + \cos^2 \theta_l \sin^2 \theta_l \cos^2 \varphi + \sqrt{K} \cdot 2 \sin \theta_l \cos \theta_l \cos \theta_l \sin \theta_l \cos \varphi}{k \sin^2 \theta_l + \cos^2 \theta_l} \left[ 1 + \right. \\ & \left. + (p-1) \exp \frac{-z \pm d \cdot (A_1 \sin^2 \theta_l + A_2 \cos^2 \theta_l)^{-\frac{1}{2}}}{\tau \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_0}} \cdot \frac{\sqrt{K} \sin \theta_l \sin \theta_l \cos \varphi + \cos \theta_l \cos \theta_l}}{\sqrt{K \sin^2 \theta_l + \cos^2 \theta_l}} \right], \end{aligned} \quad (14)$$

$$\alpha_2^{(l)}(z) = \frac{e^2 \sqrt{A_1 \sin^2 \theta_l + A_2 \cos^2 \theta_l}}{2k_0 T \cdot d} \left[ 1 - e^{s_l^2} \left( 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{s_l} e^{-z^2} dz \right) (1 - 2s_l^2) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} s_l \right] \times \int_0^{\Lambda} A e^{-\frac{z}{k_0 T}} \cdot \frac{8\pi m_0 \varepsilon}{\hbar^3} \cdot \tau \cdot \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_0}} \cdot \frac{K \sin^2 \theta_l \sin^2 \theta \cos^2 \varphi + \cos^2 \theta_l \cos^2 \theta + 2\sqrt{K} \sin \theta_l \cos \theta_l \cos \theta \cos \varphi \sin \theta}{K \sin^2 \theta_l + \cos^2 \theta_l} \times \left[ 1 + (p-1) \exp \frac{-z \pm d (A_1 \sin^2 \theta_l + A_2 \cos^2 \theta_l)^{-\frac{1}{2}}}{\tau \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_0}} \cdot \frac{\sqrt{K} \sin \theta_l \sin \theta \cos \varphi + \cos \theta_l \cos \theta}}{\sqrt{K \sin^2 \theta_l + \cos^2 \theta_l}}} \right], \quad (15)$$

$$\alpha_3^{(l)}(z) = \frac{e^3 \sqrt{A_1 \sin^2 \theta_l + A_2 \cos^2 \theta_l}}{2k_0 T \cdot d \cdot c \cdot m_0} \left[ 1 - e^{s_l^2} \left( 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{s_l} e^{-z^2} dz \right) \right] \cdot \int_0^{\Lambda} A e^{-\frac{z}{k_0 T}} \frac{8\pi m_0 \varepsilon}{\hbar^3} \times \tau^2 \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_0}} \cdot \frac{K \sin^2 \theta_l \cos^2 \theta + \cos^2 \theta_l \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi + \sqrt{K} \cdot 2 \sin \theta_l \cos \theta \cos \varphi}{K \sin^2 \theta_l + \cos^2 \theta_l} \cdot \left\{ 1 + (p-1) \left( 1 + \frac{z \mp d (A_1 \sin^2 \theta_l + A_2 \cos^2 \theta_l)^{-\frac{1}{2}}}{\tau \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_0}} \cdot \frac{\sqrt{K} \sin \theta_l \sin \theta \cos \varphi + \cos \theta_l \cos \theta}}{\sqrt{K \sin^2 \theta_l + \cos^2 \theta_l}}} \right) \exp \times \right. \\ \left. \times \frac{-z \pm d (A_1 \sin^2 \theta_l + A_2 \cos^2 \theta_l)^{-\frac{1}{2}}}{\tau \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_0}} \cdot \frac{\sqrt{K} \sin \theta_l \sin \theta \cos \varphi + \cos \theta_l \cos \theta}}{\sqrt{K \sin^2 \theta_l + \cos^2 \theta_l}} \right\}, \quad (16)$$

$$\alpha_4^{(l)}(z) = \frac{e^3 \sqrt{A_1 \sin^2 \theta_l + A_2 \cos^2 \theta_l}}{k_0 T \cdot m_0 c} \left[ 1 - e^{s_l^2} \left( 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{s_l} e^{-z^2} dz \right) \right] \times \int_0^{\Lambda} A e^{-\frac{z}{k_0 T}} \frac{8\pi m_0 \varepsilon}{\hbar^3} \tau^2 \times \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_0}} \times \frac{K \sin^2 \theta_l \cos^2 \theta + \cos^2 \theta_l \sin^2 \theta \cos^2 \varphi + \sqrt{K} \cdot 2 \sin \theta_l \cos \theta_l \cos \theta \cos \varphi}{K \sin^2 \theta_l + \cos^2 \theta_l} \times \left[ 1 + (p-1) \left[ \frac{z \mp d (A_1 \sin^2 \theta_l + A_2 \cos^2 \theta_l)^{-\frac{1}{2}}}{\tau \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_0}} \left( \frac{\sqrt{K} \sin \theta_l \sin \theta \cos \varphi + \cos \theta_l \cos \theta}}{\sqrt{K \sin^2 \theta_l + \cos^2 \theta_l}}} \right) + \right. \right.$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{\left[ z \mp d (A_1 \sin^2 \theta_i + A_2 \cos^2 \theta_i)^{-\frac{1}{2}} \right]^2}{2 \cdot \frac{2\varepsilon}{m_0} \cdot \frac{\sqrt{K \sin^2 \theta_i \sin^2 \theta \cos^2 \varphi + \cos^2 \theta_i \cos^2 \theta}}{K \sin^2 \theta_i + \cos^2 \theta_i}} \times \\
 & \times \exp \left. \frac{-z \pm d (A_1 \sin^2 \theta_i + A_2 \cos^2 \theta_i)^{-\frac{1}{2}}}{\tau \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_0} \cdot \frac{\sqrt{k \sin^2 \theta_i \sin^2 \theta \cos^2 \varphi + \cos^2 \theta_i \cos^2 \theta}}{\sqrt{K \sin^2 \theta_i + \cos^2 \theta_i}}}} \right\}. \quad (17)
 \end{aligned}$$

Ради краткости в формулах (14–17) введены следующие обозначения:

$$\int \equiv \int_{-d}^d dz \int_0^{2\pi} d\varphi \left( \int_0^{\pi/2} d\theta + \int_{\pi/2}^{\pi} d\theta \right) \text{ причем при интегрировании}$$

по  $\theta$  от 0 до  $\pi/2$  во всех выражениях, содержащих двойной знак (например,  $Z \pm d$ ) нужно взять нижний знак, а от  $\pi/2$  до  $\pi$  — верхний знак,

$K = \frac{m_1}{m_{\perp}}$  — коэффициент анизотропии эффективной массы электронов.

$A_1 \equiv \frac{m_0}{m_{\perp}}$ ,  $A_2 \equiv \frac{m_0}{m_{\parallel}}$ ,  $A$  — константа, определяемая из условия нормировки

равновесной функции распределения  $f_0 = A \exp \left\{ -\frac{\varepsilon + e\Psi(r)}{k_0 T} \right\}$ ,

$\varepsilon$  — энергия электрона,  $e$  — заряд электрона,  $c$  — скорость света,  $m_0$  — масса свободного электрона,  $\theta$ ,  $\varphi$  — сферические углы,  $\theta_i$  и  $\Phi_i$  — углы между третьей осью (осью вращения)  $i$ -го эллипсоида энергии  $Ge$  или  $Si$  и нормалью пленки, и осью  $X$  соответственно

$$S_i = \frac{\sqrt{2m_0 k_0 T}}{e \langle \tau \rangle (A_1 \sin \theta_i + A_2 \cos \theta_i)^{1/2}}.$$

Везде индекс  $i$  будь он сверху или снизу (например,  $\alpha^{(i)}$ ,  $\theta_i$ ,  $S_i$  и так далее) нумерует эквивалентные эллипсоиды энергии данного анизотропного полупроводника, для  $n$ -германия  $i=1, 2, 3, 4$ , для  $n$ -кремния  $i=1, 2, 3$ .

Выражения (8–17) относятся к одному лишь эллипсоиду. Полный тензор проводимости для  $Ge$  есть  $\overline{(\sigma(\vec{H}))_{en}} = \sum_{i=1}^4 \overline{(\sigma^{(i)}(\vec{H}))_{en}}$ , для

кремния —  $\overline{(\sigma(\vec{H}))_{en}} = 2 \sum_{i=1}^3 \overline{(\sigma^{(i)}(\vec{H}))_{en}}$ . Приведем таблицы значений  $\theta_i$  и

$\Phi_i$  для  $Ge$  и  $Si$  при двух случаях.

Итак, в принципе из (8–17) можно сконструировать гальваномагнитные эффекты до линейного приближения по  $\vec{H}$ .

Гальваномагнитные коэффициенты в дальних приближениях по магнитному полю можно получить выразив их через  $\hat{\sigma}_{ij}(\vec{H})$  по алгоритму, приведенному нами в работе [12].

а) Нормаль пленки параллельна  $\langle 001 \rangle$ 

Si				Ge				
i	1	2	3	i	1	2	3	4
$\sin \Phi_i$	0	0	0	$\sin \Phi_i$	$-\sqrt{\frac{2}{3}} + \sqrt{\frac{2}{3}}$	$+\frac{1}{\sqrt{3}}$	$+\frac{1}{\sqrt{3}}$	$\frac{1}{\sqrt{3}}$
$\cos \Phi_i$	-1	-1	-1	$\cos \Phi_i$	$-\frac{1}{\sqrt{3}}$	$-\frac{1}{\sqrt{3}}$	$-\sqrt{\frac{2}{3}}$	$-\sqrt{\frac{2}{3}}$
$\sin \theta_i$	0	0	0	$\sin \theta_i$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}$	$+\frac{1}{\sqrt{2}}$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}$
$\cos \theta_i$	1	1	1	$\cos \theta_i$	$+\frac{1}{\sqrt{2}}$	$+\frac{1}{\sqrt{2}}$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}$

(1)

б) Нормаль пленки параллельна  $\langle 111 \rangle$ 

Si				Ge				
i	1	2	3	i	1	2	4	4
$\sin \Phi_i$	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	$\sin \Phi_i$	0	$\frac{2\sqrt{2}}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
$\cos \Phi_i$	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	$\cos \Phi_i$	-1	$\frac{1}{3}$	$-\frac{2\sqrt{2}}{3}$	$-\frac{2\sqrt{2}}{3}$
$\sin \theta_i$	$\frac{1}{\sqrt{3}}$	$\frac{1}{\sqrt{3}}$	$\frac{1}{\sqrt{3}}$	$\sin \theta_i$	0	0	$-\frac{\sqrt{3}}{2}$	$\frac{\sqrt{3}}{2}$
$\cos \theta_i$	$-\sqrt{\frac{2}{3}}$	$-\sqrt{\frac{2}{3}}$	$-\sqrt{\frac{2}{3}}$	$\cos \theta_i$	1	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$

(2)

Было бы интересно рассмотреть несколько частных случаев и получить для конкретных объемных и поверхностных, в смысле зеркально диффузных, механизмов рассеяния окончательные выражения кинетических коэффициентов.

Для иллюстрации рассмотрим один из наиболее простых частных случаев. Пусть задана кремниевая пленка с поверхностной нормалью  $\langle 100 \rangle$ , преобладающим механизмом рассеяния является рассеяние на фонах с  $\tau \sim \tau_0 e^{-1/2}$ , а поверхность пусть рассеивает диффузно,  $E_z(d)$  же берется из решения уравнения Пуассона для пленок с толщиной, удовлетворяющей указанному выше условию.

Вычислим тензор подвижности, определив ее по Шрифферу [3]:

$$\mu_{zz}^{<100>} = \frac{\overline{\Sigma_{zz}^{<100>}}}{eN_{\text{полн}}}, \quad \mu_{xx}^{<100>} = \frac{\overline{\Sigma_{xx}^{<100>}}}{eN_{\text{полн}}}, \quad (18)$$

где  $N$  — полная концентрация электронов в дебаевском слое на единицу площади поверхности.

$$\mu_{xx}^{<100>} = \frac{e}{3} \left( \frac{1}{m_{\parallel}} + \frac{2}{m_{\perp}} \right) \langle \tilde{\tau}_1(\varepsilon) \rangle, \quad \mu_{zz}^{<100>} = \frac{e}{3} \left( \frac{e}{m_{\parallel}} + \frac{2}{m_{\perp}} \right) \langle \tilde{\tau}_2(\varepsilon) \rangle, \quad (19)$$

где

$$\langle \tilde{\tau}_1(\varepsilon) \rangle = \frac{1}{(k_0 T)^{-3/2}} \int_0^{\infty} \tau e^{-\frac{\varepsilon}{k_0 T}} \varepsilon^{3/2} \left\{ 1 - \left[ \frac{4(1 - a^2 L^2 \delta_1)}{\pi \delta_1^2} F_1^s - \frac{8a^2 L^2}{\pi} F_2^c + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{8a^2 L^2}{\pi \delta_1} F_3^s \right] \left[ 1 - e^{s^2} \left( 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^s e^{-z^2} dz \right) \right] \right\} d\varepsilon, \quad (20)$$

$$\langle \tilde{\tau}_2(\varepsilon) \rangle = \frac{1}{(k_0 T)^{-3/2}} \int_0^{\infty} \tau e^{-\frac{\varepsilon}{k_0 T}} \varepsilon^{3/2} \left\{ \left[ 1 - \left( \frac{2a^2 L^2 \delta_1}{\pi} - \frac{2}{\pi \delta_1} \right) \varphi_1^s - \frac{4a^2 L^2}{\pi} \varphi_2^c + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{4a^2 L^2}{\pi \delta_1} \varphi_3^s \right] - \frac{1}{2} \left[ 1 - \left( \frac{4 - 4a^2 L^2 \delta_1}{\pi \delta_1^2} F_1^s - \frac{8a^2 L^2}{\pi} F_2^c + \frac{8a^2 L^2}{\pi \delta_1} F_3^s \right) \right] \right\} \times \\ \times \left\{ \left[ 1 - e^{s^2} \left( 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^s e^{-z^2} dz \right) \right] (1 - 2s) \right\} d\varepsilon. \quad (21)$$

В формулах (20) и (21) введены следующие обозначения:

$$\delta_1 \equiv \frac{2d}{L}, \quad S \equiv \frac{k_0 T}{e\psi_s}, \quad a = \frac{2\pi e^2 n_s}{\times k_0 T \sqrt{\left| \exp\left(-\frac{e\psi_s}{k_0 T}\right) - 1 \right|}},$$

$L = \bar{v} \cdot \tau$  — средняя длина свободного пробега электрона по внутридолинному рассеянию,

$$F_n^s \equiv \int_0^1 x^n \sqrt{1-x^2} \cdot e^{-\frac{\delta_1}{x}} \cdot \text{sh}\left(\frac{\delta_1}{x}\right) dx, \\ F_n^c \equiv \int_0^1 x^n \sqrt{1-x^2} \cdot e^{-\frac{\delta_1}{x}} \cdot \text{ch}\left(\frac{\delta_1}{x}\right) dx, \quad \varphi_n^s \equiv \int_0^1 \frac{x^n}{\sqrt{1-x^2}} e^{-\frac{\delta_1}{x}} \cdot \text{sh}\frac{\delta_1}{x} \cdot dx. \\ \varphi_n^c \equiv \int_0^1 \frac{x^n}{\sqrt{1-x^2}} e^{-\frac{\delta_1}{x}} \cdot \text{ch}\frac{\delta_1}{x} \cdot dx. \quad (22)$$

Интегралы типа  $F_n^{s,c}$ ,  $\varphi_n^{s,c}$  в принципе можно оценить или точно вычислить на электронных машинах. Подставив их в (20) и (21), с учетом (19) можно с любой точностью рассчитать подвижность электронов в тонких пленках. Даже не вычислив „в лоб“ интегралы, уже мож-

но сделать ряд качественных, но весьма существенных выводов. Во-первых, подвижность электронов в тонких пленках будет уменьшаться, как из-за рассеяния поверхностью (геометрический фактор), так из-за влияния заряда на поверхности. Величина уменьшения подвижности из-за геометрического фактора заключена в первой фигурной скобке выражений (20) и (21), величина же уменьшения подвижности из-за влияния поверхностного заряда заключена во второй фигурной скобке тех же выражений.

Если бы параметры, входящие в эти фигурные скобки, слабо зависели от энергии и температуры, то  $\langle \bar{\tau}_2(\varepsilon) \rangle$ ,  $\langle \bar{\tau}_1(\varepsilon) \rangle$  совпали бы с  $\langle \tau(\varepsilon) \rangle$  для массивных полупроводников с точностью до постоянного множителя. Так как на самом деле это не имеет места, то следует утверждать, что „пленочные“ температурные зависимости подвижности очень сильно будут отличаться от таковых в массивных полупроводниках. По этой причине при интерпретации экспериментальных исследований нужно с осторожностью делать заключение о механизмах рассеяния.

Холловская подвижность при ее стандартном определении в пленках может в принципе отличаться от омической подвижности более чем на порядок. Это потому, что если в массивных полупроводниках  $\mu_{\text{холл}} = A'(r) \mu_{\text{ом}}$ , то в пленках  $\mu_{\text{холл}} = A' \left( r, \frac{d}{L}, \Psi_s, \frac{d}{L_D} \right) \mu_{\text{ом}}$ , поэтому в то время как в массивных полупроводниках  $A(r) \sim 1 \div 2$ , в пленках  $A' \left( r, \frac{d}{L}, \Psi_s, \frac{d}{L_D} \right) \sim 1 \div 100$  при разумных параметрах, входящих в  $A'$ . Отсюда вывод: в пленках холловская подвижность не есть „хороший“ микроскопический параметр: зная ее величину, трудно сделать заключение об омической подвижности.

Далее, при чисто зеркальном рассеянии ( $p=1$ ) уменьшение подвижности полностью обусловлено шриферовским фактором, т. е. обусловлено влиянием поверхностного заряда.

Для малых толщин основное уменьшение подвижности обусловлено геометрическим фактором, если границы пленки симметричные. Это потому, что поле, созданное приповерхностным зарядом одной границы при  $\frac{d}{L_D} \ll 1$ , будучи не заэкранированным, проникает в приповерхностную область другой границы, уменьшая там величину поля. Таким образом, для таких толщин в силу сказанного даже при концентрации поверхностных центров порядка  $10^{14} \text{ см}^{-2}$  загиб зон на поверхности получается очень маленьким.

Наконец, при диффузном рассеянии электронов поверхностью ( $p=0$ ) и  $\delta_1 \rightarrow 0$  подвижность, как следует из (19)–(21) стремится к нулю, что и следует ожидать из физических соображений. Так как приведенные выше формулы содержат в явном виде коэффициент диффузности рассеяния на поверхности, то сравнение экспериментальных

величин с теоретическими позволит установить механизм рассеяния поверхностью.

Исходя из вышесказанного добавим, однако, что исследование энергетического спектра и механизмов рассеяния методом кинетических коэффициентов гораздо сложнее, чем это делалось для массивных полупроводников [9—10].

Приведенная нами теория была построена для скалярного времени релаксации. Для перехода к тензорному времени релаксации нужно пользоваться приемом, приведенным нами в [11].

Далее, для учета междолинного рассеяния, которое проявляется в основном в полупроводниках типа  $Si$  и то только при высоких температурах ( $T > 150^\circ K$ ), (в  $Ge$  она мала) нужно использовать оценки, приведенные в [13].

В дальнейшем надеемся получить кинетические коэффициенты для квантованной пленки.

В заключение хочется выразить благодарность В. В. Серебрякову, А. А. Селезневу, П. П. Вильмсу за ценные советы и помощь.

СО АН СССР

Поступила 18 октября 1967

#### ЛИТЕРАТУРА

1. D. Mac Donald, K. Sarginson, Proc. Roy. Soc. (London), A 203, 225 (1950).
2. E. Sondheimer, Proc. Roy. Soc. A 224 260 (1950) R. Englman, E. Sondheimer, Proc. Phys. Soc. 449 1369 (1956).
3. J. Schriffer, Phys. Rev., 97, 641 (1956) (см. перевод „Проблемы физики полупроводников“ под ред. В. Л. Бонч-Бруевича. М., ИЛ (1957)).
4. Н. Крутору, Г. Чобану, Rev. de Phys. (Acad. Rep. Pop. Rom) 5, 133 (1960).
5. F. Ham, D. Mattis. IBM Journal, vol 4, 143 (1960). P. Price, IBM. Journal, vol 4, 152 (1960).
6. S. Tosima, T. Hattori, J. Phys. Soc. Japan, 19, 2022 (1964). T. Nattori, M. Steele, J. Phys. Soc. Japan, 18, 1924(1963).
7. Э. И. Рашба, ФТТ, 6, 3247, (1965), ЖЭТФ, 48, 1427 (1965).
8. И. М. Цудильковский, Термомагнитные явления в полупроводниках. Физ.-мат. Гиз. М.—Л. (1960).
9. А. Ф. Кравченко, В. С. Сардарян. Phys. Stat. Sol. 17, 2 (1966).
10. А. Ф. Кравченко, В. С. Сардарян. W. W. Efimov, of the Intern. Confer. on the phys. of Semiconductors. Kyoto (1966).
11. А. Ф. Кравченко, В. С. Сардарян, Л. И. Магарилл, ФТТ, 8, 6 (1966).
12. В. С. Сардарян, Н. Д. Блох, С. А. Соколов. Известия АН АрмССР, Физика 1, (1968).
13. А. Ф. Кравченко, А. А. Корнилович, Л. А. Сакс, В. П. Сироткина. Изв. СО АН СССР, № 10, вып. 3, 79 (1965) серия техническая.

ԳԱԼՎԱՆՈՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԸ ԱՆԻՉՈՏՐՈՊ  
ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐԻ ՇԵՐՏԵՐՈՒՄ

Վ. Ս. ՍԱՐԿԱՐՅԱՆ

Թեկվածքի մասնակի մոտավորությամբ լուծված է Բոլցմանի կինետիկ հավասարումը փոքր էլեկտրական և մագնիսական դաշտերում, մակերևութային լիցքի հաշվառումով և

էլեկտրոնային ֆունկցիայի դիֆուզիոն-հայելային եզրային պայմաններում:

Խնդիրը աֆինական ձևափոխությունների օգնությամբ բերված է իզոտրոպ դիսպերսիայի օրենքին համապատասխան խնդրին:

Շերտերի երկու հատուկ, պրակտիկորեն կարևոր, կողմնորոշման համար հաշված է գալվանոմագնիսական տենզորը:

Հաշվված է շերտավորման շարժունակությունը մասսիվ կիսահաղորդիչների շարժունակություն նկատմամբ, երբ էլեկտրոնները ցրվում են ալուստիկ ֆոնոնների վրա:

## GALVANOMAGNETIC PHENOMENA IN THE ANISOTROPIC SEMICONDUCTOR FILMS

V. S. SARDARIAN

In the relaxation time approximation the Boltzman equation has been solved for the anisotropic semiconductor thin film in weak electric and magnetic fields. It has been taken into account the surface and the imposed diffuse-specular boundary conditions on the distribution of electrons. The problem can be reduced by affine transformation of variables to the problem of the isotropic dispersion law. For two special directions of the normal to the film the galvanomagnetic tensor is calculated. The ratio of the thin film to the bulk mobilities has been calculated in the case when the electrons are scattered on the acoustic phonons.

## КВАЗИУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЯДРАХ С ВЫБИВАНИЕМ СЛОЖНЫХ ЧАСТИЦ. II

В. В. БАЛАШОВ, Д. В. МЕБОНИЯ

Работа является продолжением предыдущей работы [1] авторов, посвященной общему анализу возможностей реакций  $(e, e'x)$  для изучения структуры легких ядер. Показано, что эксперименты типа  $(e, e'd)$  могут дать важные сведения о вероятности образования и характере движения различных „кластеров“ в ядрах.

### § 1. Современные представления об ассоциировании нуклонов в ядрах

Выяснение характера ассоциирования нуклонов в ядрах является важной проблемой исследования ядерной структуры. Эффекты ассоциирования глубоко пронизывают самые разнообразные ядерные явления. С ними связаны особенности энергии связи и расположения уровней легких ядер, форма ядерной поверхности, соотношение разных каналов распада высоковозбужденных состояний ядер, различные закономерности прямых ядерных реакций и реакций под действием  $\gamma$ -квантов и т. д.

Современный подход к проблеме ассоциирования характеризуется тем, что описание эффектов ассоциирования увязывается, в рамках одних и тех же модельных представлений, с описанием широкого класса других свойств ядер [2]. В этом плане успешно используется оболочечная модель ядра, учитывающая корреляции между нуклонами. Проведенные к настоящему времени многочисленные расчеты приведенных ширин уровней легких ядер относительно их реального или виртуального распада с испусканием  $\alpha$ -частиц, дейтронов, ядер трития и  $\text{He}^3$  показали, что оболочечное описание ядерной структуры отнюдь не противоречит представлению об образовании в ядрах разного рода „кластеров“. Более того, в ряде случаев оболочечный подход даже сильнее подчеркивает кластерные свойства ядер, чем, скажем, классическая  $\alpha$ -частичная модель. Так, в частности, обстоит дело при описании „эффективного числа“ различных ассоциаций в ядрах по отношению к процессам их квазиупругого выбивания.

В то же время в других отношениях оболочечный подход оказывается мало успешным.

В самых легких ядрах  $\text{Li}^6$ ,  $\text{Li}^7$ ,  $\text{Be}^8$ ,  $\text{Be}^9$  ассоциации нуклонов „обособлены“, по-видимому, гораздо сильнее, чем это следует из оболочечной модели. В связи с этим здесь разрабатывается иная, „кластерная“ модель [3].

Исследование реакций квазиупругого выбивания сложных частиц позволяет весьма прямым путем получить сведения о характере ассоциирования нуклонов в ядрах и сделать выбор между различными мо-

делями. Такие исследования проводятся. Уже выполнены эксперименты по реакциям ( $p$ ,  $pd$ ) и ( $p$ ,  $p^2$ ) на ряде легких ядер; ценную информацию дали опыты по реакции ( $\alpha$ ,  $2\alpha$ ). Теоретическое рассмотрение этих реакций проводилось в рамках импульсного приближения относительно взаимодействия налетающей быстрой частицы с „кластером“, на базе оболочечной теории ассоциирования нуклонов [4]. Оно позволило установить качественную связь между наблюдаемыми особенностями этих реакций и характеристиками ассоциирования нуклонов в ядрах. Сюда относятся:

- а) соотношение вероятностей выбивания из ядер различных „фрагментов“—проблема „эффективного числа“ ассоциаций в ядре;
- б) импульсное распределение „кластеров“ в ядре;
- в) характер возбуждения и распада ядер-продуктов после выбивания „фрагмента“—проблема генеалогической связи ядерных состояний в „кластерных“ каналах.

Наиболее подробному исследованию с этой точки зрения были подвергнуты ядра 1р-оболочки [4, 5]. Его главные результаты состоят в следующем:

1) Значения „эффективного числа“ таких ассоциаций, как дейтрон, ядра трития и  $He^3$ ,  $\alpha$ -частицы—порядка единицы или нескольких единиц. Они вовсе не равны  $A/x$  ( $x$ —число нуклонов в ассоциации) и в основном превышают это значение; например, „эффективное число“  $\alpha$ -частицы в ядре  $O^{16}$ , даже без учета  $n$ -нуклонов, больше четырех и т. п. Важна и другая сторона: „эффективные числа“ разных кластеров могут принимать большие значения одновременно (см. табл. 1). В этом

Таблица 1

	Дейтроны		$\alpha$ -частицы	
	$n_0$	$n_z$	$n_0$	$n_z$
$Be^9$	0,6	3,0	0,5	1,4
$B^{10}$	0,2	4,2	0,1	1,1
$B^{11}$	0,5	5,0	0,6	1,2
$C^{12}$	0,6	5,8	0,5	2,4
$O^{16}$	1,8	11,8	0,2	4,4

проявляется динамический характер микроскопического подхода к проблеме ассоциирования:  $\alpha$ -частицы, дейтроны и другие кластеры вовсе не существуют в ядре в готовом виде; нуклоны, образующие их, находятся в постоянном движении, обмениваются между собой, комбинируясь различными способами.

2) Как правило, во всех кластерных каналах максимум спектра генеалогической связи приходится не на основное, а на возбужденные—вплоть до 10—15  $Mэв$ —состояния дочернего ядра [4]. Эти особенно-

сти структуры легких ядер приводят к ряду важных закономерностей прямых ядерных реакций как при высоких, так и при низких энергиях [6].

3) С увеличением числа нуклонов в „кластере“ свыше четырех, „эффективное число“ таких кластеров в ядре резко падает [5].

В указанных работах различные вопросы, связанные с ассоциированием нуклонов в ядрах, были рассмотрены на базе механизма реакций квазиупругого рассеяния. Амплитуда реакции строилась в импульсном приближении относительно взаимодействия налетающего нуклона с „кластером“ как целым. Таким образом, внутренняя структура „кластера“, так же как внутренняя структура соответствующей свободной частицы, учитывалась явно недостаточно—лишь при вычислении интеграла перекрывания внутренних функций. Ближайшей задачей является построение теории реакции  $(p, pd)$ ,  $(p, p^z)$  и т. п. в импульсном приближении относительно взаимодействия налетающего протона с отдельными нуклонами ядра. Построение теории реакций  $(e, e'd)$  в борновском приближении является полезным шагом в этом направлении.

## § 2. Реакция $(e, e'd)$ : общее рассмотрение

### 1. Первый случай

Представим себе ядро-мишень в виде „квазидейтрона“—системы протона и нейтрона, находящейся в  $s$ -состоянии и описываемой внутренней функцией  $\varphi_0(\vec{r})$ , которая движется с моментом  $l$  в поле инертного остова; пусть функция  $\psi_0(\vec{R}) = \Phi_0(R) Y_{lm}(\Omega)$  описывает его движение как целого.

Здесь

$$\vec{r} = \vec{r}_p - \vec{r}_n \quad \vec{R} = \frac{1}{2}(\vec{r}_p + \vec{r}_n). \quad (1)$$

Таким образом, волновую функцию системы в начальном состоянии запишем в виде

$$\psi_i = e^{i \vec{k}_e \vec{r}_e} u(\vec{k}_e) \psi_0(\vec{R}) \varphi_0(\vec{r}). \quad (2)$$

Функцию конечного состояния представим в виде

$$\psi_f = e^{i \vec{k}'_e \vec{r}_e} u(\vec{k}'_e) \psi_{k'_d}^{(-)}(\vec{R}) \varphi_d(\vec{r}). \quad (3)$$

Здесь

$\varphi_d(\vec{r})$  — внутренняя функция дейтрона,

$\psi_{k'_d}^{(-)}(\vec{R})$  — искаженная волна дейтрона в конечном состоянии,

и  $u(\vec{k}_e)$  и  $u(\vec{k}'_e)$  — спиноры электрона в начальном и конечном состоянии.

Пренебрежем, для простоты, спинами нуклонов и будем учитывать только кулоновское взаимодействие электрона с протоном ядра:

$$V(\vec{r}_e, \vec{r}_p, \vec{r}_n) \rightarrow V(|\vec{r}_e - \vec{r}_p|) = \frac{e^2}{|\vec{r}_e - \vec{r}_p|}. \quad (4)$$

Матричный элемент перехода в борновском приближении имеет вид

$$M_{l \rightarrow j} = \langle \psi_j | V | \psi_l \rangle = e^2 (u', u) \int \frac{1}{\rho} e^{i\vec{p}\vec{\rho}} d\rho \int e^{\frac{1}{2}i\vec{p}\vec{r}} \varphi_d^*(\vec{r}) \varphi_0(\vec{r}) d\vec{r} \times \\ \times \int \psi_{k_d}^{(-)*}(\vec{R}) e^{i\vec{p}\vec{R}} \psi_0(\vec{R}) d\vec{R}, \quad (5)$$

где

$$\vec{\rho} = \vec{r}_e - \vec{r}_p, \\ \vec{p} = \vec{k}_e - \vec{k}_e'.$$

Множитель  $e^2 (u', u)$  вместе с первым интегралом приведет в конечном счете, после учета эффектов запаздывания и суммирования по поляризациям электрона, к выражению [7]

$$\left( \frac{e^2}{k_e k_e'} \right)^2 \frac{\cos^2 \theta_e / 2}{\sin^4 \theta_e / 2}, \quad (6)$$

подобному тому, которое определяет моттовское рассеяние на точечном заряде. Сюда же можно отнести формфактор  $|F_p(p)|^2$ , возникающий при учете распределения заряда в протоне. Нас интересуют два последних интеграла в (5), определяющих полный „формфактор“ амплитуды рассеяния электрона.

Интеграл по  $\vec{R}$  можно было бы назвать амплитудой „искаженного импульсного рассеяния квазидейтрона в ядре“  $g_{lm}(\vec{k}_d; \vec{k})$ .

Особенно интересен интеграл по переменной относительного движения двух нуклонов:

$$I(p) = \int e^{\frac{1}{2}i\vec{p}\vec{r}} \varphi_d^*(\vec{r}) \varphi_0(\vec{r}) d\vec{r}, \quad (7)$$

которому не было аналога при рассмотрении реакции  $(e, e'p)$ .

Мы ранее уже видели, что форма искаженного импульсного распределения очень отличается от формы импульсного распределения, рассчитанного с использованием плоских волн. Это означает другими словами, что интеграл  $g_{lm}(\vec{k}_d, \vec{p})$ , который является функцией двух независимых векторов, зависит, в основном, от аргумента  $\vec{k}_d - \vec{k}_e + \vec{k}_e' = \vec{q}$ . Хотя мы и рассматриваем схематический случай, полезно отметить для дальнейшего, что это обстоятельство дает возможность проверить экспериментально независимость внутреннего движения нукло-

нов в квазидейтроне от движения как целого в ядре-мишени. Действительно, варьируя соответствующим образом энергию падающего электрона и углы регистрации, можно снимать кривую совпадений как при условии  $q = \text{const}$  (изменяя  $p$ ), так и при условии  $p = \text{const}$  (меняя  $q$ ). При этом можно было бы говорить о прямом изучении относительного движения нуклонов в квазидейтроне.

Отметим еще один полезный для дальнейшего момент. Интеграл  $I(p)$  конечен даже в тех случаях, когда момент относительного движения нуклонов в квазидейтроне отличен от нуля. В теории, отправляющейся от потенциала взаимодействия электрона с дейтроном как с целым, такой эффект запрещен.

## 2. Второй схематический случай

Рассмотрим систему из протона и нейтрона, занимающих в поле некоего инертного остова состояния  $n_p l_p$  и  $n_n l_n$ ; пусть  $L_0 s_0 J_0$  — орбитальный момент, спин и полный момент всей системы ( $s_0 = 1$ ). Пусть матрица  $B_{L_0}(NL, nl | n_p l_p, n_n l_n)$  осуществляет переход от заданной волновой функции в переменных  $\vec{r}_p$  и  $\vec{r}_n$  к новым переменным

$$\vec{r} = \vec{r}_p - \vec{r}_n \quad \text{и} \quad \vec{R} = \frac{1}{2}(\vec{r}_p + \vec{r}_n),$$

$$\psi_0(\vec{r}_p, \vec{r}_n) = \sum_{NLnl} B_{L_0}(NL, nl | n_p l_p, n_n l_n) \times \{[\psi_{NL}(\vec{R}) \psi_{nl}(\vec{r})]_{L_0} \chi_{s_0}\}_{J_0}. \quad (8)$$

Здесь  $L$  и  $l$  — квантовые числа орбитального момента,  $\chi_{s_0}$  — спиновая функция  $n$ - $p$  системы,  $N$  и  $n$  — квантовые числа некоторого полного набора функций  $\psi_{NL}$  и  $\psi_{nl}$ .

Выбирая, как и выше, взаимодействие в виде (4) и строя функции начального и конечного состояний по аналогии с (2) и (3), получаем полный формфактор  $F_{L_0}(\vec{k}_e, \vec{k}_e', \vec{k}_d)$  в виде:

$$F_{L_0}(\vec{k}_e, \vec{k}_e', \vec{k}_d) = \sum_{NLnl} B_{L_0}(NL, n | n_p l_p, n_n l_n) \times \\ \times \sum_{Mm} \langle L M l m | L_0 M_0 \rangle g_{LM}^{(N)}(\vec{k}_d; \vec{p}) I_m^{(n)}(\vec{p}), \quad (9)$$

где

$$g_{LM}^{(N)}(\vec{k}_d; \vec{p}) = (2\pi)^{-3/2} \int \psi_{k_d}^{(-)}(\vec{R}) e^{i\vec{p}\vec{R}} \psi_{NLM}(\vec{R}) d\vec{R}, \quad (10)$$

$$I_m^{(n)}(\vec{p}) = \int \varphi_d(\vec{r}) e^{i\frac{1}{2}\vec{p}\vec{r}} \psi_{nl}(\vec{r}) d\vec{r}. \quad (11)$$

Усреднение квадрата формфактора  $F(\vec{k}_e, \vec{k}_e', \vec{k}_d)$  по проекциям моментов не приводит к каким-либо упрощениям: в окончательном выражении остаются перекрестные члены по  $L$  и по  $l$ .

114-9880

## 3. Многочастичная оболочечная модель

Разложим волновую функцию основного состояния ядра-мишени  $A$  по волновым функциям состояний конечного ядра  $B$  с выделением функций двух нуклонов:

$$\psi_{0JT}^{(A)}(x, \dots x_A) = \sum_{\alpha_1 E_1 J_1 T_1 L_0 S_0 T_0} C(0JT | E_1 J_1 T_1 \alpha_1; L_0 S_0 T_0) \times \\ \times [\psi_{E_1 J_1 T_1 \alpha_1}^{(B)}(x_1 \dots x_{A-2}) \psi_{L_0 S_0 T_0}(x_{A-1}, x_A)]. \quad (12)$$

Здесь  $C$  — генеалогические коэффициенты.

Далее будем рассматривать переход, соответствующий образованию конечного ядра  $B$  в определенном состоянии с энергией возбуждения  $E_1$  и квантовыми числами  $J_1$ ,  $T_1$  и  $\alpha_1$ . Полный формфактор такого перехода запишем в виде

$$F(0JT \rightarrow E_1 J_1 T_1 \alpha_1) = \sum_{L_0} C(0JT | E_1 J_1 T_1 \alpha_1; L_0 10) F_{L_0}(\vec{k}_e, \vec{k}'_e, \vec{k}_d), \quad (13)$$

где формфакторы  $F_{L_0}$  определяются выражением (9). При усреднении квадрата формфактора по проекциям перекрестные члены по  $L_0$  исчезают и окончательный результат имеет вид

$$d\sigma = \sigma_0(\vec{k}_e, \vec{k}'_e) \sum_{L_0} |C(0JT | E_1 J_1 T_1 \alpha_1; L_0 10)|^2 \times \\ \times |F_{L_0}(\vec{k}_e, \vec{k}'_e, \vec{k}_d)|^2 \delta(E_e - E'_e - T_d - \bar{E}) d\vec{k}'_e d\vec{k}_d, \quad (14)$$

где

$$\sigma_0(\vec{k}_e, \vec{k}'_e) = (e^2/2k_e k'_e)^2 \frac{\cos^2 \frac{\theta_e}{2}}{\sin^4 \frac{\theta_e}{2}}. \quad (15)$$

Дальнейшее продвижение связано с использованием осцилляторных функций, делающим разложение (9) конечным. Коэффициенты превращаются в этом случае в известные коэффициенты Тальми [8] или, с учетом фактора отдачи [9],

$$B_{L_0}(NL, nl | n_p l_p, n_n l_n) = \left(\frac{A}{A-2}\right)^{1/2(2N+L)} \langle \begin{matrix} n_p l_p & |L_0| & NL \\ n_n l_n & & nl \end{matrix} \rangle. \quad (16)$$

§ 3. Реакция  $N^{14}(e, e'p)C^{12}$ 

Основные особенности реакции  $(e, e'd)$ , ее отличие от реакции  $(e, e'p)$ , рассмотрим на примере квазиупругого выбивания дейтронов из ядер азота 14 с образованием ядра углерода как в основном, так и в различных возбужденных состояниях. При этом ограничимся переходами на возбужденные состояния с неразрушенной  $1s$ -оболочкой. В расчетах используются волновые функции модели промежуточной связи [10].

В табл. 2 приведены характеристики ряда состояний ядра  $C^{12}$ , которые соответствуют наибольшим значениям дейтронных приведен-

Таблица 2

$JT$	$E_{th} \text{ Mev}$	$E_{exp} \text{ Mev}$	$\theta_d^2$	
			$L_d = 0$	$L_d = 2$
0,0	0	0	0,031	0,010
	14,5		0,015	0,047
1,0	16,4		0,165	0,664
2,0	4,3	4,43	0,296	0,266
4,0	12,0		—	1,56

ных ширин  $\theta_d^2$ , характеризующих вероятность виртуального развала  $N^{14} \rightarrow C^{12} + d$ .

Были рассчитаны дифференциальные сечения квазиупругого выбивания дейтрона для переходов на все эти состояния.

Параметры расчета:

$$v_0 = 40 \text{ Мэв},$$

$$\omega_0 = 20 \text{ Мэв},$$

$$R = 3,2 \text{ ф},$$

$$\alpha = 0,55 \text{ ф}.$$

Волновая функция дейтрона выбрана в соответствии с работой [11]

$$\varphi_d(\vec{r}) = \begin{cases} (4\pi)^{-1/2} N/r [e^{-\alpha(r-c)} - e^{-\beta(r-c)}] & r \geq c, \\ 0 & r \leq c \end{cases} \quad (17)$$

где

$$N^2 = \frac{\alpha\beta(\alpha+\beta)}{2\pi(\alpha-\beta)^2}; \quad \alpha^{-1} = 4.31 \text{ ф}; \quad \beta = 3.0508 \text{ ф}^{-1}; \quad c = 0.4 \text{ ф}. \quad (18)$$

Результаты расчета для перехода на основное состояние углерода показаны на рис. 1а.

В рассмотренном случае естественно было ожидать, что на результат заметно повлияет сшивание осцилляторной волновой функции нуклонов во внутренней области с правильной асимптотической функцией в области больших  $r$ . Численные расчеты подтверждают эти ожидания. На рис. 1б приведены результаты того же расчета, что и на рис. 1а, но с волновой функцией, имеющей правильную асимптотику. Влияние асимптотики оказывается существенным и в других переходах. Об этом можно судить на основании табл. 3, построенной по принципу табл. 5 работы [1].

Кривые дифференциальных сечений для переходов на возбужденные состояния ядра углерода, рассчитанные с учетом асимптотики, приведены на рис. 2—5.

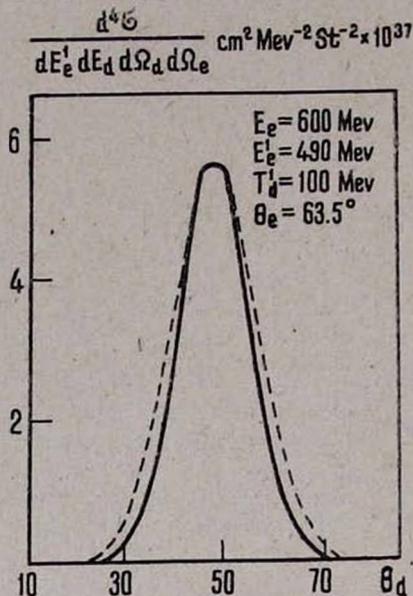


Рис. 1а. Дифференциальное сечение реакции  $N^{14}(e, e'd)C^{12}$  (осн. сост.  $0^+0$ ) с осцилляторной волновой функцией (пунктирная кривая—расчет с плоскими волнами,  $R=0,26$ ).

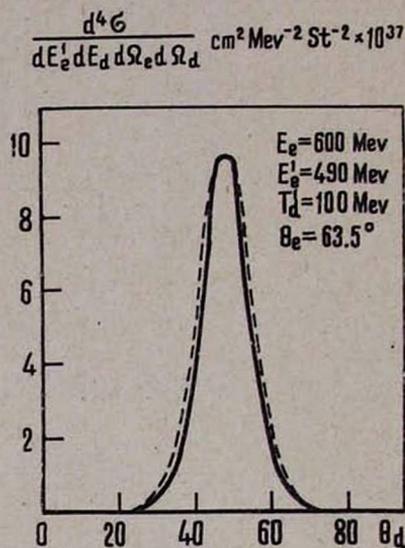


Рис. 1б. Дифференциальное сечение реакции  $N^{14}(e, e'd)C^{12}$  (основное состояние  $0^+0$ ) (пунктирная кривая соответствует сечению, рассчитанному с плоскими волнами и умноженному на фактор  $R=0,29$ ).

Заслуживает внимания переход на уровень  $4^+$ . В кластерной модели, рассматривающей взаимодействие электрона с дейтроном как с целым, такой переход при  $q=0$  запрещен по моменту дейтрона ( $l_d=2$ ).

Таблица 3

NL	$\tilde{E}$ Mev	$\tau_c \Phi$	$W\%$	$x$	R
1s	10,3	2,20	13	0,99	0,24
2s		3,22	14	0,98	0,37
1d		3,26	7,0	0,99	0,36
1s	24,8	2,80	2,1	0,99	0,24
2s		3,70	3,1	0,98	0,34
1d		3,70	2,0	0,99	0,34
1s	26,7	2,87	1,6	0,99	0,24
2s		3,74	2,6	0,98	0,34
1d		3,75	1,2	0,99	0,34
1s	14,6	2,37	8,0	0,99	0,24
2s		3,37	9,1	0,98	0,36
1d		3,40	4,8	0,99	0,35
1s	22,3	2,70	2,9	0,99	0,24
2s		3,60	4,2	0,98	0,34
1d		3,62	4,5	0,99	0,34

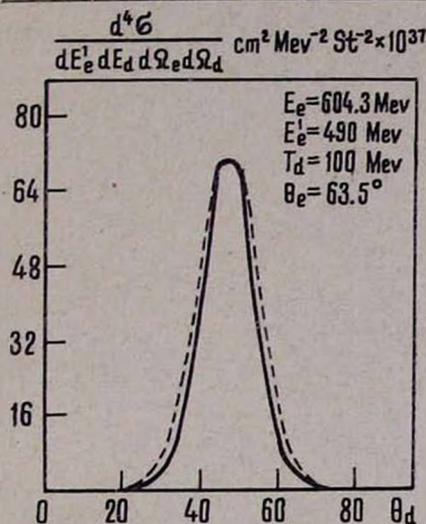


Рис. 2. Дифференциальное сечение реакции  $N^{11}(e, e'd)C^{12}(2^+4.3)$  сшитой волновой функцией (пунктирная кривая — расчет с плоскими волнами  $R=0.28$ ).

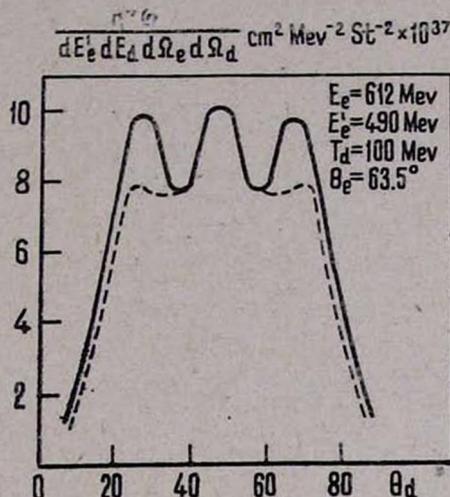


Рис. 3. Дифференциальное сечение реакции  $N^{11}(e, e'd)C^{12}(4^+12,0)$  сшитой волновой функцией (пунктирная кривая — расчет с плоскими волнами;  $R=0.24$ ).

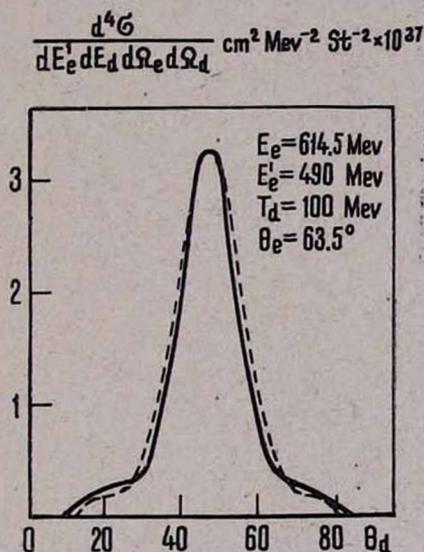


Рис. 4. Дифференциальное сечение реакции  $N^{14}(e, e'd)C^{12}(0^+14.5)$  сшитой волновой функцией (пунктирная кривая соответствует расчету с плоскими волнами;  $R=0.26$ ).

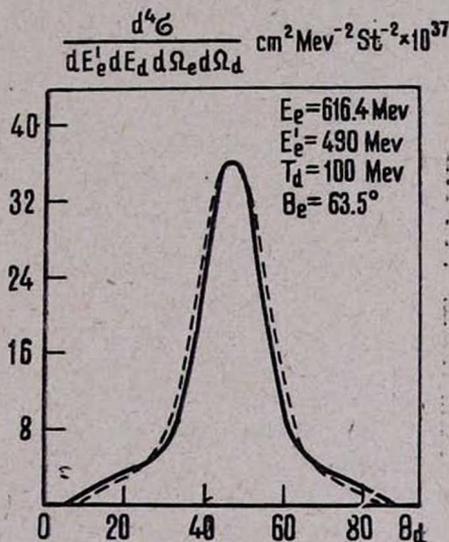


Рис. 5. Дифференциальное сечение реакции  $N^{14}(e, e'd)C^{12}(1^+, 16.4)$  сшитой волновой функцией (пунктирная кривая — расчет с плоскими волнами;  $R=0.26$ ).

Нарушение запрета связано с учетом интегралов  $I(p)$ , соответствующих переходу пары нуклонов под действием электрона из состояния с относительным моментом  $l_d = 2$  в дейтронное состояние.

На рис. 6 а, б и 7 а, б показаны спектры возбуждения ядра  $C^{12}$ , отвечающие разным кинематическим условиям и разным значениям раз-

решающей способности аппаратуры. Как подчеркивалось ранее, наиболее интенсивные переходы соответствуют возбужденным состояниям ядра.

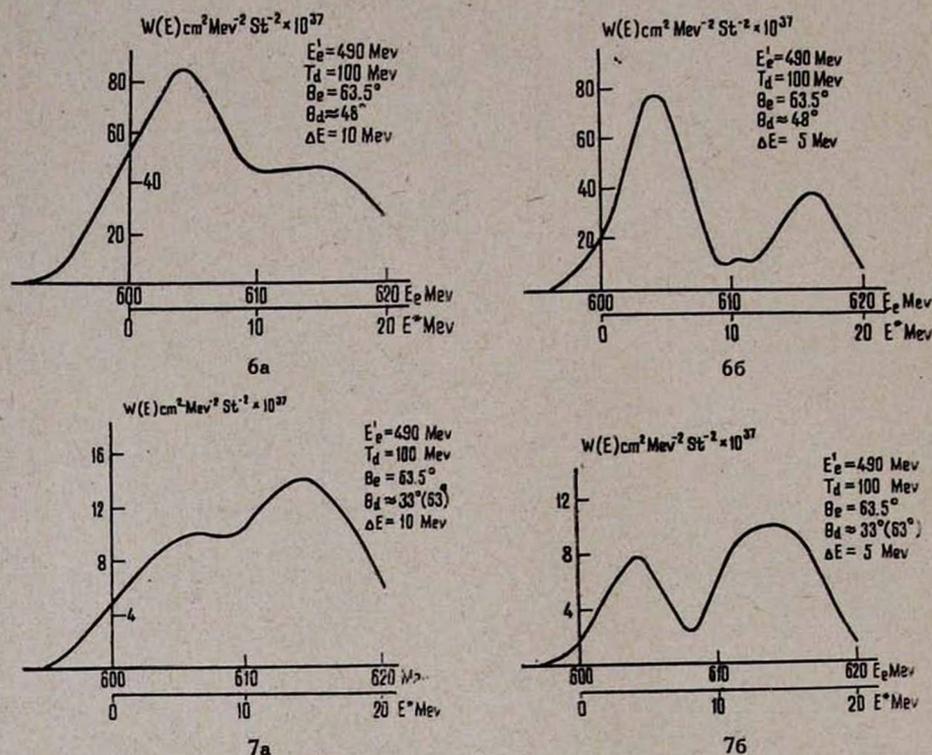


Рис. 6а—6б, 7а—7б. Спектры возбуждения ядра  $C^{12}$  из реакции  $N^{14}(e, e'd)C^{12}$  для разных кинематических условий и разной энергетической разрешаемости

#### § 4. Заключение

Изложенные выше расчеты носят характер предварительных оценок. Поскольку экспериментальное изучение квазиупругого рассеяния электронов только начинается, у нас, естественно, не может быть особого интереса к какому-нибудь отдельному ядру. Нас больше интересовало выяснение того, какие общие трудности могут возникнуть перед теорией в связи с совершенствованием экспериментальных работ. При этом мы оставались в рамках простых представлений о „прямом“, квазисвободном взаимодействии налетающего на ядро электрона с выбиваемыми нуклонами.

В заключение нам хотелось бы отметить возможную принципиальную недостаточность такого подхода и показать пути обобщения теории.

Начнем с реакций выбивания сложных частиц. Как показывают оценки (см. предыдущий раздел), сечения таких процессов, рассчитанные для тех же кинематических условий, что характерны для прово-

димых в настоящее время экспериментов по реакции  $(e, e'p)$ , очень малы. Это резко повышает вероятность наложения на простой процесс квазиупругого выбивания других процессов, связанных с многократным рассеянием нуклонов в ядре. Естественно попробовать изменить эти кинематические условия, например, уменьшить угол вылета электрона, что сразу дает увеличение сечения рассеяния. Поиски „выгодной“, с точки зрения механизма квазиупругого рассеяния, кинематики приводят, естественно, к тому, что выгодно регистрировать выбитые частицы относительно малой энергии с импульсом, близким к импульсу, передаваемому электроном. В условиях Римского эксперимента это означает, что в случае реакции  $(e, e'z)$  придется регистрировать  $\alpha$ -частицы с энергиями до 20 Мэв.

При малых энергиях выбиваемых частиц могут оказаться важными особые эффекты искажений, обусловленные существенной связью каналов в конечном состоянии. Это, в свою очередь, означает, что условия квазиупругого процесса опять-таки нарушаются уже за счет физики, а не кинематики процесса.

То, о чем идет речь, это частный пример экспериментальных проблем, которые требуют создания схемы, дающей единое описание процессов квазиупругого рассеяния и процессов неупругого рассеяния, сопровождаемого последующим развалом сильно возбужденного ядра. Аналогичные проблемы возникают в теории  $\mu$ -захвата, фоторождения мезонов на ядрах и др. В рамках импульсного приближения можно предложить общую схему обобщения известного „метода искаженных волн“ для рассеяния такого рода задач.

В импульсном приближении воздействие внешнего возмущения на ядро определяется когерентным эффектом отдельных частиц ядра:

$$\hat{T} = \sum_l \hat{t}_l^-(x_l), \quad (19)$$

где  $\vec{p}$  — импульс, передаваемый ядру (в нашем случае  $\vec{p} = \vec{k}_e - \vec{k}_e'$ ). В рамках обычного метода искаженных волн амплитуда расщепления ядра с выходом в определенный канал  $n$  есть простой матричный элемент

$$M_{0 \rightarrow n}^{(0)} \sim \langle \varphi_n^{(-)*}(x) | \hat{t}_l^-(x) | 0 \rangle, \quad (20)$$

где  $|0\rangle$  — функция основного состояния ядра, а  $\varphi_n^{(-)}(x)$  — собственная функция гамильтониана в канале  $n$ ; при этом все эффекты, обусловленные связью каналов, описываются мнимой частью гамильтониана  $\hat{H}$ . Введем в явном виде ту часть полного гамильтониана  $\hat{H}$ , которая недиагональна по каналам:

$$\hat{H}_{0 \rightarrow i} = \hat{u}_0 + \hat{v}. \quad (21)$$

Функция, описывающая выход частицы в канал  $n$ , удовлетворяет теперь уравнению

$$\psi_n^{(-)} = \varphi_n^{(-)} + \frac{1}{E^{(-)} - H_0} v \psi_n^{(-)}. \quad (22)$$

В работах [12, 13] был предложен приближенный метод решения задачи на связь каналов, приводящий к схеме, которая единым образом описывает „прямые“ и „резонансные“ аспекты ядерных взаимодействий. Полная амплитуда процесса расщепления ядра представляет собой сумму двух слагаемых:

$$M_{0 \rightarrow n} = M_{0 \rightarrow n}^{(0)} + M_{0 \rightarrow n}^{(coll)}, \quad (23)$$

где  $M_{0 \rightarrow n}^{(0)}$  по-прежнему определяется соотношением (2), а  $M_{0 \rightarrow n}^{(coll)}$  включает эффекты связи каналов. В частности, применительно к процессам  $(e, e'x)$ ,  $M_{0 \rightarrow n}^{(coll)}$  включает эффекты коллективных состояний ядра в области непрерывного спектра, возбужденных при рассеянии электронов и распадающихся по разным каналам. Соотношение амплитуд  $M_{0 \rightarrow n}^{(0)}$  и  $M_{0 \rightarrow n}^{(coll)}$  определяется величиной передаваемого ядру импульса и энергией возбуждения.

В настоящее время в НИИЯФ МГУ разрабатывается применение описанного метода к реакциям  $(e, e'p)$  и  $(p, pr)$ .

Московский государственный университет,  
Тбилисский государственный университет

Поступила 6 июня 1967

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. В. Балашов, Д. В. Мебония, Изв. АН АрмССР, Физика 3, 122 (1968).
2. В. В. Балашов, В. Г. Неудачин, Ю. Ф. Смирнов, Изв. АН СССР. серия физическая 25, 170 (1961).
3. В. В. Балашов, Ядерные реакции при малых и ср. энергиях, 581 (1960).
4. В. И. Мамасалисов, Изв. АН СССР, сер. физ., 28, 1550 (1964);  
Ю. А. Кудеяров, Ю. Ф. Смирнов, М. А. Чеботарев, ЯФ, 4, 1048 (1966).
5. V. V. Balashov, A. N. Bogarkina, J. Rotter. Nucl. Phys., 59, 414 (1964).
6. P. Beregi, V. G. Neudatchin, Ju. F. Smirnov, Nucl. Phys., 60, 305 (1966).
7. В. В. Балашов, А. Н. Бояркина, А. Ф. Тулинов, Изв. АН СССР. серия физич. 29, 1160 (1965).
8. P. Beregi, V. G. Neudatchin, Ju. F. Smirnov, Nucl. Phys. 66, 513 (1965).
9. В. Гайтлер, Квантовая теория излучения, Москва, 1956.
10. J. Talmi, Helv. Phys. Acta, 25, 185 (1952).
11. В. В. Балашов, В. Г. Неудачин, Ю. Ф. Смирнов, Н. П. Юдин, ЖЭТФ, 37, 1385 (1959).
12. А. Я. Бояркина, Изв. АН СССР, серия физич., 28, 337 (1964).
13. H. Feshbach, Phys. Rev. 7, 1626 (1957).
14. В. В. Балашов, П. Долежал, Г. Я. Коренман, В. Л. Коротких, В. Н. Фетисов, ЯФ, 2, 643 (1965).
15. В. В. Балашов, Г. Я. Коренман, В. Л. Коротких, В. Н. Фетисов, препринт ФИАН, 1966.

ԲԱՐԴ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԴՈՒՐՍ ՄՂՈՒՄՈՎ ՈՂԵԿՑՎՈՂ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ  
ԿՎԱԶԻԱՌԱԶԻԱԿԱՆ ՏՐՈՒՄԸ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ՎՐԱ. II

Վ. Վ. ԲԱԼԱՇՈՎ, Դ. Վ. ՄԵԲՈՆԻԱ

Աշխատանքը հանդիսանում է հեղինակների նախորդ աշխատանքի շարունակությունը, որում քննարկվում են  $(e, e'x)$  տիպի սեպակցիաների հնարավորությունները թեթև միջուկների կառուց-

Հաճախ ուսումնասիրման հարցում: Յույց է արված որ  $(e, e'd)$  տիպի էկզպերիմենտները կարող են կարևոր տեղեկություններ տալ միջուկներում դանազան «կլաստերների» առաջացման հավանականության և շարժման բնույթի մասին:

## QUASIELASTIC ELECTRON SCATTERING ON NUCLEI WITH KNOCK-OUT OF COMPLEX PARTICLES. II.

V. V. BALASHOV, D. V. MEBONIYA

This paper is the continuation of the previous work [1] devoted to general analysis of possibilities of reaction  $(e, e'x)$  for studying the light nucleus structure. It has been shown that the experiments of  $(e, e'd)$  type can give important information on the probability of production and character of motion of various clusters in nuclei.

## К ВОПРОСУ О ЗАКОНЕ СОХРАНЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ РАССЕЯНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

П. А. БЕЗИРГАНЯН, Л. Г. ГАСПАРЯН

Исследован закон сохранения интенсивности рассеяния рентгеновских лучей. Показано, что этот закон в общем случае не выполняется. Он справедлив при коротких длинах падающих волн ( $\lambda$  значительно меньше, чем размеры атома) и легких атомах.

Как известно [1, 2], закон сохранения интенсивности рассеяния рентгеновских лучей гласит: интерференция между рассеянными волнами не изменяет суммарной интенсивности рассеяния, а лишь перераспределяет ее. На основании этого закона выражение интенсивности рассеяния

$$J(\vec{S}) = \sum_{n=1}^N f_n^2 - \sum_{n \neq m}^N \sum_{m}^N f_n f_m \exp [k(\vec{S} \vec{r}_{mn})] \quad (1)$$

в работе [2] приводится к виду

$$J(\vec{S}) = M + \sum_{p \neq p'}^M \exp \{-ik(\vec{S} \vec{\sigma}_{pp'})\} \quad (2)$$

и доказывается, что

$$\overline{J(\vec{S})} \rightarrow M, \quad (3)$$

т. е. получается, что средняя рассеянная интенсивность в электронных единицах равна общему числу электронов облучаемого объема.

Величины, входящие в выражения (1—3) имеют следующий смысл:

- $N$  — число рассеивающих мотивов (атомов),
- $M = Nz$  — общее число электронов в  $N$  мотивах (атомах),
- $Z$  — число электронов мотива (атома),
- $f_n$  — функция рассеяния мотива (атома) с номером  $n$ ,

$\vec{S} = \vec{s}_1 - \vec{s}_0$ , где  $\vec{s}_0$  и  $\vec{s}_1$  — единичные векторы в направлениях падения и рассеяния соответственно,

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$  — волновое число рентгеновских лучей.

Однако можно показать, что закон сохранения интенсивности рассеяния имеет очень ограниченное применение: он справедлив только в особых частных случаях, а в общем случае выражение (3) неверно.

Действительно, с точки зрения закона сохранения интенсивности суммарная энергия, рассеянная атомом с номером  $Z$  в  $Z$  раз больше, чем энергия, рассеянная одним изолированным электроном. Но из эксперимента известно [3], что коэффициент рассеяния зависит от

длины волны и, в частности, для тяжелых элементов он оказывается большим, чем это следует из рассеяния изолированными электронами. В зависимости от степени концентрации электронов около центра атома, т. е. в зависимости от порядкового номера рассеивающего атома, коэффициент рассеяния может изменяться в  $Z$  раз. На рис. 1 приведены величины коэффициентов рассеяния для различных атомов в зависимости от длины волны,

$\sigma_0$  — коэффициент рассеяния по теории Томсона,

$\sigma_s$  — измеренный коэффициент рассеяния.

Как видно, в области длин волн от 0,1 до 1,0 Å для легких элементов наблюдается приблизительное согласие эксперимента с теорией, но для тяжелых элементов с увеличением длины волны коэффициент рассеяния быстро увеличивается [3]. Следовательно, для электронов, принадлежащих одному и тому же атому закон сохранения интенсивности рассеяния в общем случае не имеет места, т. е. выражение (3) неверно.

С увеличением длины волны увеличение коэффициента рассеяния атома объясняется тем, что когда расстояния между электронами малы по сравнению с длиной рассеиваемой волны, то все электроны

данного атома действуют как бы совместно — воздействуют друг на друга. Ведь в оптике известны [4] кажущиеся парадоксы в явлениях интерференции: когда расстояние между двумя когерентными источниками меньше, чем половина длины волны, то общая энергия испускания этих источников благодаря воздействию их друг на друга резко увеличивается. Ясно, что в таких случаях не может быть и речи о законе сохранения интенсивности рассеяния. Такое условие как раз осуществляется внутри атомов между электронами и даже между рядом расположенных (соседних) атомов внутри жидкостей, аморфных твердых тел и кристаллов. Разумеется, что нарушение закона сохранения интенсивности рассеянных волн не противоречит закону сохранения энергии.

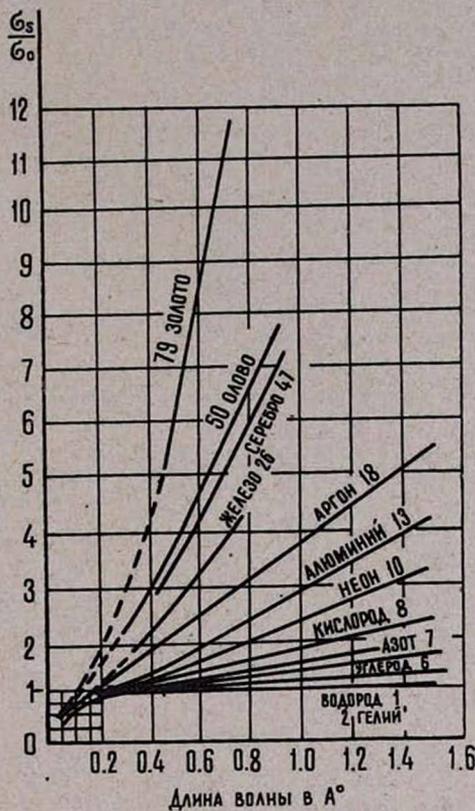


Рис. 1.

### Закон сохранения интенсивности рассеяния для совокупности атомов

Итак, мы уже видели, что для электронов, принадлежащих одному и тому же атому, закон сохранения интенсивности рассеяния в общем случае не существует и, следовательно, выражение (3) в общем случае неверно.

Теперь мы исследуем условия выполнения закона сохранения интенсивности рассеяния для совокупностей атомов, в частности, для атомов кристалла.

В этом случае закон сохранения интенсивности рассеяния формулируется следующим образом: суммарная энергия (по всем направлениям) рассеянная  $N$  атомами  $N$  раз больше, чем энергия, рассеянная одним изолированным атомом.

Для исследования справедливости этого предположения сначала проведем расчет потока энергии, рассеянной двумя атомами, через замкнутую поверхность, внутри которой расположены эти атомы.

Допустим два атома внутри сферической поверхности радиуса  $R$  расположены симметрично относительно центра этой сферы (см. рис. 2).

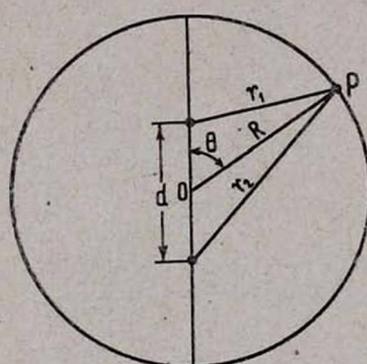


Рис. 2.

Расстояние между этими атомами равно  $d$ . Пусть плоская монохроматическая волна в направлении перпендикулярном к  $d$  падает на эти атомы и мы наблюдаем интенсивность рассеянных волн в точке  $P$  на поверхности сферы, которая из центра этой сферы видна под углом  $\theta$  относительно  $d$ . Тогда для амплитуды волны, рассеянной этими двумя атомами, в точке наблюдения получим

$$A_0 = f \frac{e^2}{mc^2} \left\{ \frac{1}{r_1} e^{-ikr_1} + \frac{1}{r_2} e^{-ikr_2} \right\}, \quad (4)$$

где  $f$  — функция рассеяния атомов,  
 $r_1$  и  $r_2$  — расстояния атомов от точки наблюдения,  
 $m$  и  $e$  — масса и заряд электрона,  
 $c$  — скорость света.

Для интенсивности суммарной рассеянной волны в точке наблюдения из (4) получим

$$|A_0|^2 = B \left[ \frac{1}{r_1^2} + \frac{1}{r_2^2} + \frac{2}{r_1 r_2} \cos \psi \right], \quad (5)$$

где  $\psi = k(r_2 - r_1)$ ,  $B = f^2 \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 A_0^2$ ,  $A_0$  — амплитуда падающей волны.

Величины  $r_1$  и  $r_2$  через радиус сферы  $R$  выражаются следующим образом:

$$r_1 = R \left\{ 1 + \frac{\left( \frac{d}{2} \right)^2 + Rd \cos \theta}{2R^2} - \frac{1}{8} \left[ \frac{\left( \frac{d}{2} \right)^2 - Rd \cos \theta}{R^2} \right]^2 + \dots \right\}.$$

$$r_2 = R \left\{ 1 + \frac{\left(\frac{d}{2}\right)^2 + Rd \cos \theta}{2R^2} - \frac{1}{8} \left[ \frac{\left(\frac{d}{2}\right)^2 + Rd \cos \theta}{R^2} \right]^2 + \dots \right\}.$$

Имея в виду, что  $d \sim 10^{-8}$  см, из последних выражений с достаточной точностью получим  $\psi = k(r_2 - r_1) = kd \cos \theta$ , тогда с той же точностью выражение (5) примет следующий вид:

$$|A_\theta|^2 = \frac{2B}{R^2} [1 + \cos(kd \cos \theta)]. \quad (6)$$

Для определения интегральной интенсивности суммарной рассеянной волны (рассеянной по всем направлениям) мы должны найти поток рассеянной энергии через сферу радиуса  $R$ .

$$Y = \int |A_\theta|^2 \cdot ds = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |A_\theta|^2 R^2 \sin \theta d\theta d\varphi = 4\pi \int_0^\pi B [1 + \cos(kd \cos \theta)] \cdot \sin \theta d\theta, \quad (7)$$

где  $ds = R^2 \sin \theta d\theta d\varphi$  — элемент поверхности сферы.

Если пренебречь зависимостью  $B$  от угла  $\theta$ , что верно только для точечных рассеивателей (электронов), то окончательно для интегральной интенсивности рассеяния получим

$$Y = 8\pi B \left( 1 + \frac{\sin kd}{kd} \right). \quad (8)$$

В случае оптически независимых рассеивателей получим

$$Y = 8\pi B. \quad (9)$$

Таким образом, закон сохранения интенсивности справедлив для двух атомов только в том случае, если в (8) можно пренебречь членом

$$\frac{\sin kd}{kd}.$$

Как видно из (8) и (9), при очень малых  $d$  (расстояние между рассеивателями) и больших  $\lambda$  отношение  $Y/Y_1 \rightarrow 2$ , т. е. закон сохранения интенсивности не соблюдается. При больших  $d$  отношение  $Y/Y_1 \rightarrow 1$  и этот закон имеет место. Ясно, что для электронов одного и того же атома и для рядом расположенных атомов жидкостей, аморфных твердых тел и кристаллов при достаточной величине длины падающей волны выражение  $\sin kd/kd$  может значительно отличаться от нуля и, следовательно, закон сохранения интенсивности может нарушаться.

Теперь исследуем закон сохранения интенсивности рассеяния для одномерной атомной решетки.

Допустим плоская монохроматическая волна перпендикулярно падает на линейную решетку и мы исследуем интенсивность рассеяния в точке наблюдения  $P$ , которая из средней точки решетки видна под углом  $\theta$  относительно решетки.

В рассматриваемом случае для амплитуды волны, рассеянной этой решеткой, можно написать следующее выражение:

$$A_0 = f \frac{e^2}{mc^2} \sum_{n=-N}^N \frac{1}{r_n} e^{-ikr_n}, \quad (10)$$

откуда для интенсивности получим

$$|A_0|^2 = B \left\{ \sum_{n=-N}^N \frac{1}{r_n^2} + \sum_{n \neq n'} \frac{1}{r_n r_{n'}} \cos [k(r_n - r_{n'})] \right\}. \quad (11)$$

Для нахождения интегральной интенсивности суммарной волны необходимо последнее выражение проинтегрировать по поверхности сферы радиуса  $R$ .

Если длина решетки не больше  $10^{-5}$  см, то с достаточной точностью выражение  $(r_n - r_{n'})$  можно привести к следующему виду:

$$(r_n - r_{n'}) = c(n - n') \cos \theta,$$

где  $c$  — трансляция решетки.

Пренебрегая, как и в случае двух рассеивателей, зависимостью величины  $B$  от  $\theta$ , для интегральной интенсивности рассеянного излучения с достаточной точностью (с точностью до  $10^{-3}$ ) получим

$$Y = 8\pi B \left\{ N + \sum_{n \neq n'} \frac{\sin kc(n - n')}{kc(n - n')} \right\}, \quad (12)$$

где  $2N$  — число атомов в линейной решетке.

В случае, когда первичный пучок падает не перпендикулярно к атомной решетке, выражение интенсивности примет следующий (для двух частиц) вид:

$$Y = 8\pi B \left\{ 1 + \cos \varphi_1 \frac{\sin kd}{kd} \right\},$$

где

$$\varphi_1 = k(\vec{r}_2 - \vec{r}_1) \cdot \vec{S}_0.$$

Аналогично для  $2N$  частиц оно имеет вид:

$$J = 8\pi B \left[ N + \sum_{n \neq n'} \cos \varphi_n \frac{\sin kc(n - n')}{kc(n - n')} \right],$$

где

$$\varphi_n = k(\vec{r}_n - \vec{r}_1) \cdot \vec{S}_0.$$

Во всех наших вычислениях мы пренебрегали зависимостью от  $\theta$ , однако в  $B$  входит функция атомного рассеяния (см. (5)), которая с увеличением угла рассеяния быстро падает и, следовательно, этой зависимостью нельзя пренебречь. Но легко убедиться в том, что учет ее не меняет общего характера зависимости рассеянной интегральной интенсивности от расстояния между рассеивателями. Действительно, предполагая, что плотность электронных зарядов атома обладает сферической симметрией для функции рассеяния получим

$$f = \int_0^\infty 4\pi a^2 \rho(a) \frac{\sin \mu a}{\mu a} da, \quad \text{где } \mu = \frac{4\pi \sin \theta_0}{\lambda},$$

Таким образом, с учетом атомного фактора выражение интенсивности для двух частиц примет вид:

$$J = J_1 + J_2 + J_{\text{интерф.}} = F^2 f^2 \left[ \frac{R^2}{r_1^2} + \frac{R^2}{r_2^2} + 2 \cdot \frac{R^2}{r_1 r_2} \cos k(r_2 - r_1) \right],$$

где

$$F^2 = \frac{B}{f^2}; \quad J_{\text{интерф.}} = 2F^2 f^2 \frac{R^2}{r_1 \cdot r_2} \cos (r_2 - r_1) k.$$

С достаточной точностью можно принять, что  $J_1 = J_2$ , следовательно,

$$J = 2J_1 + J_{\text{интерф.}}$$

Имея в виду соотношения

$$\cos 2\theta_0 = \sin \theta \cdot \cos \varphi; \quad \sin \theta_0 = \sqrt{\frac{1 - \sin \theta \cos \varphi}{2}}$$

и то, что с точностью  $10^{-6}$  радиана  $2\theta_{01} = 2\theta_{02} = 2\theta_0$  (см. рис. 3) получим

$$J_1 = F^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta \cdot d\varphi \left[ \int_0^{\infty} 4\pi a^2 \rho(a) \frac{\sin \mu a}{\mu a} da \right]^2.$$

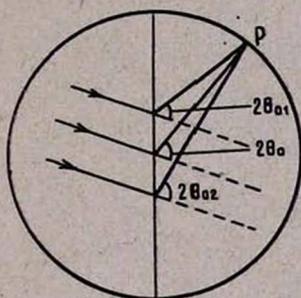


Рис. 3.

Выражение  $\frac{\sin \mu a}{\mu a}$  разлагая в ряд по степеням  $\mu a$  и предполагая, что  $\rho(a) = \rho_0$  при  $a \leq a_0$ ,  $\rho(a) = 0$ , при  $a > a_0$ , после интегрирования по  $a$ ,  $\varphi$  и  $\theta$  получим

$$J = 2 \left( \frac{4\pi a_0^2 \rho_0^2 F^{2/3}}{3^{2/3}} \right)^3 \left( \frac{1}{2} + \frac{\sin kd}{kd} \right) \left[ 1 - \frac{1}{10} \left( \frac{4\pi}{\lambda} \right)^2 a_0^2 + \dots \right].$$

Аналогично для решетки получим выражение

$$J = 2 \cdot \left( \frac{4\pi a_0^2 \rho_0^2 F^{2/3}}{3^{2/3}} \right)^3 \left[ N + \sum_{n \neq n'} \sum_{-N}^{+N} \frac{\sin kd(n-n')}{kd(n-n')} \times \right. \\ \left. \times \left[ 1 - \frac{1}{10} \left( \frac{4\pi}{\lambda} \right)^2 a_0^2 + \dots \right] \right], \quad (13)$$

которое в случае косоуго падения примет вид

$$J = 2 \left( \frac{4\pi a_0^2 \rho^{2/3} F^{2/3}}{3^{2/3}} \right)^3 \left[ N + \sum_{n \neq n'}^{+N} \cos \varphi_n \frac{\sin kd(n-n')}{kd(n-n')} \right] \times \\ \times \left[ 1 - \frac{1}{10} \left( \frac{4\pi}{\lambda} \right)^2 a_0^2 + \dots \right].$$

### Обсуждение результатов и выводы

Как видно из (8), (12) и (13), в выражениях интегральной интенсивности рассеяния появляется интерференционный член (см. (8)), содержащий слагаемые, равные или пропорциональные (см. (12), (13)) множителю вида

$$\sum_{n \neq n'} \frac{\sin kd(n-n')}{kd(n-n')}. \quad (14)$$

И, как уже было сказано выше, закон сохранения интенсивности рассеянного излучения справедлив только в том случае, когда интерференционный член, содержащий множитель (14), исчезает. Ясно, что все члены суммы (14), для которых  $n$  и  $n'$  намного отличаются друг от друга, исчезают. Значения, которыми нельзя пренебречь, могут принимать члены, для которых  $n$  и  $n'$  отличаются только на единицу. Поэтому мы можем, не совершив большой ошибки, сумму (14) заменить выражением

$$2(2N-1) \frac{\sin kd}{kd}. \quad (15)$$

Следовательно, выполнение закона сохранения интенсивности рассеяния обусловлено исчезновением последней величины. Функция  $\frac{\sin kd}{kd}$  принимает максимальные значения при

$$kd = 0; 1, 43\pi; 2,46\pi \dots$$

Нулевые значения эта функция принимает при

$$kd = n = \pi, \text{ где } n = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$$

Если пренебречь вторичными максимумами этой функции (они быстро уменьшаются с увеличением порядка), то для получения заметных значений выражения (15) необходимо выполнение условия

$$kd < \pi \text{ или } 2d < \lambda, \quad (16)$$

т. е. двукратное расстояние между соседними рассеивателями должно быть меньше, чем длина падающей волны.

Условие (16) легко выполнимо для электронов, принадлежащих одному и тому же атому, особенно в случае длинных волн и тяжелых атомов. Для соседних атомов кристаллов, аморфных твердых тел и жидкостей условие (16) может выполняться в особых случаях больших длин падающих волн. Действительно, если  $d = 2\text{Å}$ ,  $\lambda = 8\text{Å}$ , то

$kd = \frac{\pi}{2}$  и  $\frac{\sin kd}{kd} = \frac{2}{\pi}$ . Тогда интегральная интенсивность рассеяния значительно больше (см. (8)), чем предусматриваемая законом сохранения интенсивности рассеяния атомных рассеивателей.

Таким образом, можно сделать следующие выводы:

1. В общем случае закон сохранения интенсивности рассеянных волн не выполняется:

а) в общем случае интегральная интенсивность волн, рассеянных атомом с номером  $Z$  больше, чем интегральная интенсивность волн, рассеянных  $Z$  независимыми электронами.

б) в общем случае интегральная интенсивность волн, рассеянных  $N$  атомами среды (кристалл, аморфное тело, жидкость) больше, чем интегральная интенсивность волн, рассеянных  $N$  независимыми атомами.

2. В случае коротких длин падающих волн ( $\lambda$  значительно меньше, чем размеры атома) и легких атомов закон сохранения интенсивности рассеянных волн выполняется.

3. В общем случае нельзя пользоваться выражением (3).

Ереванский государственный университет

Поступила 16 ноября 1967

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. К. Вайнштейн, Дифракция рентгеновских лучей на цепных молекулах. Изд. АН СССР, М., 1963.  
 2. А. Гинье. Рентгенография кристаллов. Изд. физ.-мат. наук, М., 1961.  
 3. А. Комптон, С. Алисон, Рентгеновские лучи. Теория и эксперимент. ОГИЗ, Л.—М., 1941.  
 4. Г. С. Ландсберг, Оптика, изд. тех.-лит., М., 1957.

ՅՐՎԱԾ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՀԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ՊԱՀՊԱՆՄԱՆ ՕՐԵՆՔԻ ՄԱՍԻՆ

Պ. Հ. ԲԵՋԻՐԳԱՆՅԱՆ, Լ. Գ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Հետազոտված է ցրված ուժեղացված ճառագայթների ինտենսիվության պահպանման օրենքը և ցույց է տրված, որ այդ օրենքը ունի սահմանափակ կիրառություն: Այն ճիշտ է միայն առանձին մասնավոր դեպքերում: Ընդհանուր դեպքում  $Z$  համարի ատոմի ցրած ճառագայթների ինտենսիվությունը մեծ է  $Z$  անկախ էլեկտրոնների ցրած ալիքների ինտենսիվությունից: Այնուհետև ցույց է տրված, որ միջավայրի  $N$  ատոմների ցրած ալիքների ինտենսիվությունը՝ ավելի մեծ է  $N$  անկախ ատոմների ցրած ալիքների ինտենսիվությունից: Յուրյց է տրված, որ այդ օրենքը ճիշտ է ընկալող կարճ ալիքների ( $\lambda$  զգալի փոքր է ատոմի շափերից) և թեթև ատոմների համար:

ON THE LAW OF CONSERVATION OF THE INTENSITY OF SCATTERED X-RAYS

P. H. BEZIRGANIAN, L. G. GASPARIAN

The law of conservation for the intensity of scattered X-rays is considered, and it is shown that it has limited application. It is valid only for special cases. In general case the integral intensity of waves scattered by an atom with an atomic number  $Z$  is 269—3

greater than the integral intensity of waves scattered by  $Z$  independent electrons. It is also shown that the integral intensity of the waves scattered by  $N$  atoms of a medium (crystalline, amorphous or liquid) is greater than that scattered by  $N$  independent atoms. The law of conservation of the scattered waves is valid for the case of light atoms and for incident waves with a wavelength much smaller than the size of the atoms.

## СПЕКТР ШИРОКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИВНЕЙ ПО ЧИСЛУ ЧАСТИЦ НА ВЫСОТАХ ГОР

Х. П. БАБАЯН, Н. Г. БОЯДЖЯН, Н. Л. ГРИГОРОВ, Л. С. ДАВЫДОВА,  
Р. А. НЫММИК, Л. И. САРЫЧЕВА, В. А. СОБИНЯКОВ,  
В. Я. ШЕСТОПЕРОВ

Приводятся результаты измерения спектра ШАЛ по числу частиц на высоте 3200 м над уровнем моря (г. Арагац).

Приведенная абсолютная интенсивность ШАЛ не противоречит экспериментальным данным других авторов, полученных на высотах 3860 и 5200 м над уровнем моря.

Для изучения ряда существенных характеристик широких атмосферных ливней (ШАЛ) авторами была создана установка для регистрации центральных областей ливней. Измерения проводились на высокогорной станции Ереванского физического института на горе Арагац. К настоящему времени на этой установке получено большое количество экспериментальных данных.

На первом этапе анализа полученного материала была определена частота регистрации ливней с заданным числом частиц и проведено сравнение с результатами других работ. Это необходимо для того, чтобы убедиться в правильности работы аппаратуры и отсутствии какой-либо дискриминации при регистрации ливней. В настоящей статье приводятся результаты измерения спектра ШАЛ по числу частиц на высоте 3200 м над уровнем моря (глубина атмосферы  $695 \text{ г см}^{-2}$ ).

Установка для регистрации ШАЛ состояла из десяти сцинтилляционных счетчиков площадью  $0,25 \text{ м}^2$  каждый, ионизационного калориметра с рабочей площадью  $10 \text{ м}^2$  и нескольких групп счетчиков Гейгера-Мюллера. Сцинтилляционные счетчики находились над калориметром (один счетчик) и на расстояниях 3,3; 7 и 12 метров от него (по три счетчика на каждом расстоянии). План взаимного расположения счетчиков и калориметра и описание радиотехнических блоков установки приведены в работе [1]. Схематическое изображение ионизационного калориметра приведено в работе [2].

Сцинтилляционные счетчики служили для регистрации ШАЛ, определения положения оси ливня (с точностью  $\sim 1 \text{ м}$ ) и полного числа частиц в ливне. При измерении спектра ливней показания ионизационного калориметра использовались только для уточнения координат оси и определения угла прихода ливня. При помощи верхних двух рядов камер калориметра, расположенных под 3 и 4 см свинца, положение оси определялось с точностью 20—30 см.

Установка срабатывала каждый раз при совпадении импульсов в четырех центральных сцинтилляционных счетчиках. При этом через счетчик, расположенный над калориметром, должно было проходить более 30 частиц и через каждый из счетчиков, расположенных на рас-

стоянии 3,3 м от центра установки, более 6 частиц. Как показал приведенный расчет, при таком требовании установка со 100% эффективностью должна регистрировать ливни с числом частиц  $N = (1 \div 2) \cdot 10^5$ , оси которых падают на ионизационный калориметр. При выполнении указанного требования производилась регистрация амплитуд импульсов во всех сцинтилляторах и ионизационных камерах калориметра. Одновременно с этим фотографировалась годоскопическая картина срабатывания счетчиков Гейгера-Мюллера.

Для того чтобы отобрать только те ливни, оси которых падают на ионизационный калориметр, мы поступили следующим образом. Были выделены события, когда  $\rho_0 > \rho_{3,3} > \rho_7 > \rho_{12}$ , где  $\rho_0$  плотность ливневых частиц, измеренная центральным сцинтилляционным счетчиком,  $\rho_{3,3}$  — средняя плотность на расстоянии 3,3 м от центра установки и т. д. Если при этом плотность частиц, измеренная центральным сцинтиллятором, была максимальной среди показаний всех счетчиков, мы считали, что ось ливня упала на калориметр.

В случаях, когда плотность, измеренная одним из счетчиков, расположенных на расстоянии 3,3 м от центрального, была больше  $\rho_0$ , проводился более детальный анализ. При этом мы считали, что ось ливня упала на калориметр только в том случае, если положение оси, вычисленное по показаниям всех счетчиков, с точностью до 1 м совпадало с местом пересечения камер двух верхних рядов калориметра, в которых наблюдалась максимальная ионизация. При определении положения оси по счетчикам полагалось, что в центральной области ливня функция пространственного распределения частиц имеет вид  $\rho(r) \sim r^{-1}$ .

После того, как указанным способом было установлено, что ось ШАЛ падает на калориметр, ее точное положение определялось по показаниям ионизационных камер.

Для того, чтобы определить полное число заряженных частиц  $N$ , в общем случае нужно знать плотность частиц на разных расстояниях от оси ливня. На практике часто для определения полного числа частиц в ливне измерения проводят на сравнительно небольших расстояниях от оси ливня и используют известную усредненную функцию пространственного распределения электронов в ливне [3]

$$\rho(r) = 1,75 \cdot 10^{-3} r^{-1} \exp(r/80) \cdot N. \quad (1)$$

Точность измерения числа частиц  $N$  при этом несколько уменьшается из-за флуктуаций функции пространственного распределения заряженных частиц в индивидуальных ливнях.

Для определения числа частиц в ливне мы использовали показания сцинтилляционных счетчиков. Однако при этом необходимо учитывать, что величина импульса от сцинтиллятора не соответствует плотности заряженных частиц в ШАЛ на данном расстоянии от оси ливня. Измеряемая сцинтиллятором функция пространственного распределения частиц отличается от истинной главным образом за счет ре-

гистрируемых ими ядерных расщеплений и  $\gamma$ -квантов. Степень отличия зависит как от характеристик ливня (полное число частиц, энергия различных компонент ливня), так и от конструктивных особенностей самого счетчика (толщина и материал сцинтиллятора).

Поэтому пока отсутствует хорошо разработанная методика измерения числа частиц в ШАЛ при помощи сцинтилляторов приходится сцинтилляционную методику объединять со счетчиками Гейгера-Мюллера. В связи с этим для нашей установки при помощи гейгеровских счетчиков была определена функция пространственного распределения плотности частиц, измеряемой сцинтилляторами, и выяснена ее зависимость от числа частиц в ливне  $N$ .

Для каждого ливня, регистрируемого установкой, известны показания всех сцинтилляционных счетчиков, их расстояние от оси и полное число заряженных частиц  $N$ , определяемое при помощи счетчиков Гейгера-Мюллера по формуле (1). Таким образом, имеются данные о плотности частиц, измеряемой сцинтиллятором в ливне с числом частиц  $N$  на расстоянии  $r$  от оси —  $\rho_c(N, r)$ . Все зарегистрированные ШАЛ были разбиты на три группы:  $1 \cdot 10^5 \leq N \leq 2 \cdot 10^5$ ,  $\bar{N} = 1,6 \cdot 10^5$ ;  $2 \cdot 10^5 \leq N < 5 \cdot 10^5$ ,  $\bar{N} = 3,2 \cdot 10^5$ ;  $N \geq 5 \cdot 10^5$ ,  $\bar{N} = 9,6 \cdot 10^5$ . Для каждой из этих групп ливней были построены усредненные пространственные распределения плотности частиц, регистрируемой сцинтилляторами. Эти распределения, нормированные к полному числу частиц в ливне  $N = 10^5$ , приведены на рис. 1. Полученные распределения имеют вид

$$\rho_c(N, r) = 5,8 \cdot 10^{-2} \cdot r^{-1,5} (N/10^5)^{0,8}, \quad (2)$$

для  $N \geq 10^5$  частиц и  $4 \text{ м} \leq r \leq 14 \text{ м}$ . Отметим, что этот результат качественно ( $\rho_c \sim N^{0,8}$ ) хорошо согласуется с результатами работы [14]. После преобразования формулы (2) получим

$$N = 33,3 \rho_c^{1,25} \cdot r^{1,9}. \quad (3)$$

В описанном варианте установка работала 400 часов. Для каждого случая, когда ось ливня падала на calorimeter, по формуле (3) определялось полное число частиц в ливне. При этом, чтобы уменьшить ошибку, связанную с некоторой неопределенностью локации оси ливня ( $\sim 20 \text{ см}$ ), при определении  $N$  использовались показания счетчиков, расположенных на расстоянии 7 и 12 метров от центра установки. В

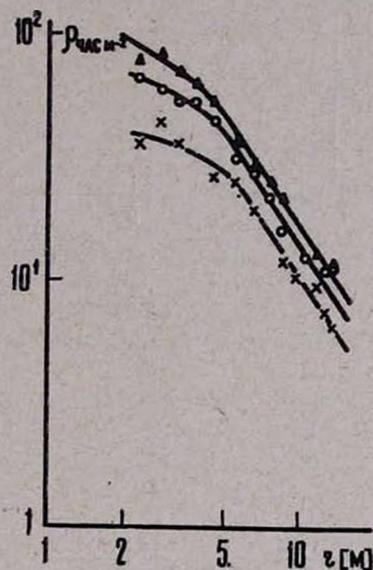


Рис. 1. Пространственное распределение плотности частиц, регистрируемой сцинтилляторами  
 $\times - \bar{N} = 1,6 \cdot 10^5$ ;  $\circ - \bar{N} = 3,2 \cdot 10^5$ ;  
 $\blacktriangle - \bar{N} = 9,6 \cdot 10^5$

253 ливнях число частиц оказалось выше  $1 \cdot 10^5$ , в 193 выше  $1,6 \cdot 10^5$  и в 56 выше  $4 \cdot 10^5$ .

Для того, чтобы от измеренной частоты регистрации осей ливней перейти к абсолютной интенсивности ШАЛ необходимо учесть

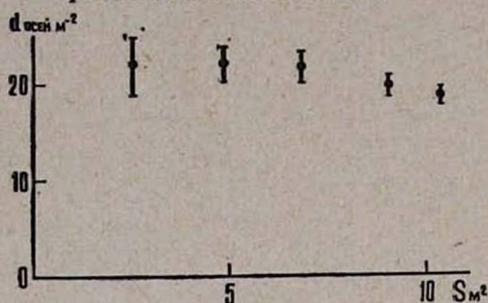


Рис. 2. Зависимость плотности осей ШАЛ от расстояния от центра установки.

ряд обстоятельств. Во-первых, может оказаться, что эффективность регистрации ШАЛ зависит от расстояния их осей от центра калориметра и несколько убывает при приближении к его краям. В этом случае мы будем несколько занижать истинную частоту ШАЛ.

Чтобы проанализировать этот эффект мы поступили

следующим образом. Вся поверхность ионизационного калориметра была разбита на квадраты увеличивающейся площади  $S$ , центры которых совпадают с центром калориметра. Для каждого из них была определена плотность осей зарегистрированных ШАЛ  $d = n/S$ , где  $n$  число осей ШАЛ, упавших на площадь  $S$ . Зависимость плотности  $d$  от  $S$  для ливней с  $N \geq 1,5 \cdot 10^5$  частиц приведена на рис. 2. Как видно из рисунка, для всей площади ионизационного калориметра ( $10,3 \text{ м}^2$ ) эффективность регистрации осей ШАЛ составляет 86% от эффективности в центре установки. Поэтому, чтобы получить истинное количество осей ШАЛ, пересекающих верхнюю поверхность калориметра, число зарегистрированных ливней следует увеличить в 1,15 раза.

Второе — это угловое распределение осей ШАЛ. Знание его необходимо для перехода от частоты падения осей ШАЛ на некоторую площадь к их интенсивности в вертикальном направлении. В примененной установке имелась возможность определять угол прихода каждого ливня по направлению создаваемых им в ионизационном калориметре электронно-фотонных и электронно-ядерных каскадов. Если в стволе ливня присут-

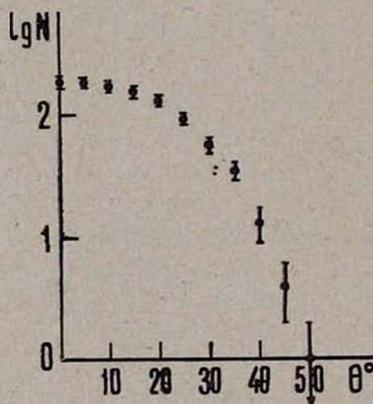


Рис. 3. Интегральное угловое распределение ливней.

ствовали ядерно-активные частицы, то каскады прослеживались по всей глубине калориметра и точность определения угла была около  $5^\circ$ . Если ядерноактивных частиц в стволе ливня не было, то угол прихода ливня определяется по распределению ионизации в четырех верхних рядах камер с точностью  $\sim 10^\circ$ . Измеренное таким образом интегральное

распределение ливней по зенитному углу  $\Theta$  приведено на рис. 3. Из него можно получить, что частота осей ШАЛ, проходящих в вертикальном направлении в единице телесного угла, в 1,1 раза больше частоты регистрации осей ШАЛ, падающих на ту же площадь по всем направлениям.

Наконец, нужно учесть, что ошибки при определении числа частиц в ливнях приводят к тому, что зарегистрированная частота ШАЛ больше истинной частоты. Это завышение зависит от величины показателя спектра ливней по числу частиц и ошибки при определении  $N$  [5]. По нашим оценкам, число частиц в индивидуальном ливне измеряется с точностью  $\sim 40\%$ . Эта величина определяется в основном флуктуациями функции пространственного распределения заряженных частиц в ШАЛ [6] и погрешностями при определении числа частиц, прошедших через сцинтиллятор (статистические ошибки). В соответствии с работой [5] такая ошибка ( $\sim 40\%$ ) при показателе интегрального спектра ливней по числу частиц  $\gamma = 1,5$  (см. ниже) приведет к тому, что измеренная нами частота ШАЛ будет на  $20\%$  больше истинной. В соответствии с этим зарегистрированную частоту падения на установку осей ШАЛ мы уменьшили в 1,2 раза.

Полученный с учетом этих замечаний спектр ШАЛ по числу частиц на высоте 3200 м над уровнем моря приведен на рис. 4. При  $N \geq 1,6 \cdot 10^5$  частиц интегральный

спектр ШАЛ имеет вид  $F(\geq N) = (4,7 \pm 0,5) \cdot 10^{-2} \left( \frac{N}{1,6 \cdot 10^5} \right)^{-(1,5 \pm 0,2)}$  осей  $\text{м}^{-2} \text{ час}^{-1} \text{ стерад}^{-1}$ .

При  $N < 1,6 \cdot 10^5$  частиц измеренный спектр отклоняется от степенного закона. Это связано с радиотехническим порогом установки (требование определенной плотности ливневых частиц в четырех центральных счетчиках).

Для сравнения на рис. 4 приведены спектры ШАЛ, полученные в работах [3] и [7] на высотах 3860 и 5200 м соответственно. Результаты этих работ были пересчитаны к высоте 3200 м в предположе-

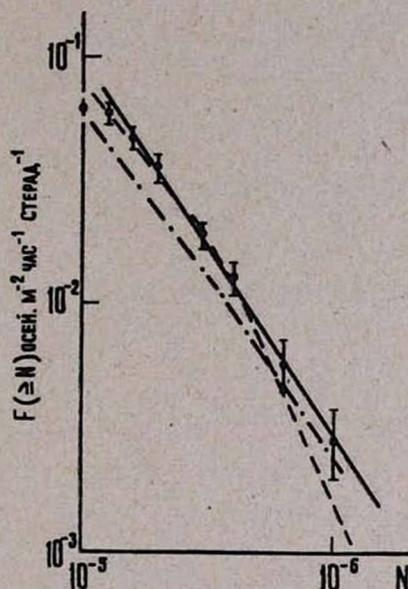


Рис. 4. Интегральный спектр ливней по числу частиц ● — данные настоящей работы, — — — работа [3], — · — · — работа [7].

նի, թէ շիսլո ևիվնեյ իշմեոնալեալ է էքսփոնենցիալնո ս հսկոտոյ. Կակ վիճո իզ ըիսսնկա, իշմերեննա յնաի աբսոլյոտնա ինտենսիվնոշ ՏՊԱԼ յե ըրոտիվորեչի էքսփերիմենտալնոյ ճաոննոյ ճրոյիք աւորոյ.

Երեւանի ֆիզիկական իոստիտոյ  
ՈՒԻԱՖ ՄԳՍ

Սոստոյիլա 29 յանւարի 1968

### Լ Ի Ե Ր Ա Տ Ր Ա Ր Ա

1. X. Ս. Բաբայան, Ո. Գ. Բոյաճյան, Ո. Լ. Գրիգորով, Լ. Տ. Դաւիճովա, Ր. Ա. Ույմիկ, Լ. Ի. Տարիչեւա, Վ. Ա. Տոբինյակով, Վ. Յ. Տիշտոփերով, Իշւ. ԱՈ ՄՍՏՐ, Ֆիզիկա, յե ըատի.
2. X. Ս. Բաբայան, Ո. Գ. Բոյաճյան, Ո. Լ. Գրիգորով, Ր. Ա. Ույմիկ, Վ. Յ. Տիշտոփերով, Իշւ. ԱՈ ՄՍՏՐ, սեր. ֆիզ., 30, 1713 (1966).
3. Յ. Ո. Ուաւիլով, Օ. Ո. Դոյճենկո, Ո. Մ. Ուեստերովա, Տ. Ի. Ուիկոլսկիյ, Ա. Ա. Սոմանսկիյ, Է. Ի. Կուկիշ, Վ. Ի. Յակուլեւ, Կրոյճ ՖԻԱՈ, 26, 43 (1964).
4. Կ. Սոլլաս, Կրոյճ մեճաւար. կոնփ. ըո կոսմիկ. լոյճա Մոսկւա. տ. 2, 334, 1960.
5. Վ. Տ. Մուրզին, Իշւ. ԱՈ ՄՍՏՐ, սեր. ֆիզ. 29, 1644 (1965).
6. Տ. Ի. Ուիկոլսկիյ, ՍՖՈ, 78, 365 (1962).
7. Ո. Յրաճ, Գ. Կլարկ, Մ. Լա. Սոյնտե, Վ. Դեմինգո, Յ. Էսկոբար, Կ. Կամատա, Կ. Մուրակամի, Կ. Տոյոճա, Յ. Կոյոճա, Սրոց. Իոտ. Կոնփ. Կոսմիկ Րոյա, Լոնճոն, ԷԱՏ 715, 1965.

### ԼԱՅՆ ԱՏՄՈՍՖԵՐԱՅԻՆ ՀԵՂԵՂՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐՈՒ ԸՍՏ ՄԱՍԵԻԿՆԵՐԻ ԹՎԻ, ԲԵՌՆԱՅԻՆ ԲԱՐՁՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՎՐԱ

Խ. Պ. ԲԱԲԱՅԱՆ, Ն. Գ. ԲՈՅԱԺՅԱՆ, Ո. Լ. ԳՐԻԳՈՐՈՎ, Լ. Ս. ԴԱՎԻԴՈՎԱ, Ր. Ա. ՈՒՄՄԻԿ, Լ. Ի. ՏԱՐԻՉԵՎԱ, Վ. Յ. ՏՈԲԻՆՅԱԿՈՎ, Վ. Յ. ՏԵՏՈՓԵՐՈՎ

Հոդւոյճոյճ յերկալոյճոյճ յե լ. ա. հ. ըստ մասնիկների թվի սպեկտրի ուսումնասիրոյթյան արդոյոնքները ծոյի մակերևոյթից 3200 մ բարձրոյթյան վրա (Արագաճ):

Լ. ա. հ. սպեկտրի շափոմները կատարվել են յոյպիտի սարճարման օգնոյթյամբ, որը բաղկացաճ է տարւ սցիոտիլոյցիոն հաշվիչներից յուրաքանչյուրը 0,25 մ2 մակերեսով, իոնիզացիոն կալորիմետրից 10 մ2 էֆեկտիվ մակերեսով և մի քանի խոմար Գեյգերի-Սյուլլերի հաշվիչներից:

Լ. ա. հ. ստացվաճ ճոմարալին սպեկտրը մասնիկների թվի  $N > 1,6 \cdot 10^5$  արճերների դեպքում ունի հետևյալ տեսքը՝

$$F(> N) = (4,7 \pm 0,5) \cdot 10^{-2} \left( \frac{N}{1,6 \cdot 10^5} \right)^{-(1,5 \pm 0,2)}$$

Լ. ա. հ. բացարճակ ինտենսիվոյթյան ստացվաճ արճերները շեն հակասում ալ հեղինակների երապերիմենտալ տվյալներին, որոնք ստացվել են մակերևոյթից 3860 մ և 5200 մ բարձրոյթյանների վրա:

### SPECTRUM OF EXTENSIVE AIR SHOWER WITH RESPECT TO THE NUMBER OF THE PARTICLES AT MOUNTAIN ALTITUDE

Ք. Ս. ԲԱԲԱՅԱՆ, Ո. Գ. ԲՈՅԱԺՅԱՆ, Ո. Լ. ԳՐԻԳՈՐՈՎ, Լ. Տ. ԴԱՎԻճՈՎԱ  
Ր. Ա. ՈՒՄՄԻԿ, Լ. Ի. ՏԱՐԻՉԵՎ, Վ. Ա. ՏՈԲԻՆՅԱԿՈՎ  
Վ. Յ. ՏԵՏՈՓԵՐՈՎ

The results of the investigation on the spectrum of EAS with respect to the number of the particles at an altitude of 3200 m above sea level (Mt. Aragats) are given.

EAS spectrum measurement is performed with the help of an arrangement consisted of 10 scintillation counters with an  $0.25 \text{ m}^2$  area each, an ionization calorimeter with  $10 \text{ m}^2$  working area and some groups of Geiger-Mueller counters.

The obtained integral EAS spectrum in the region of particle numbers  $N > 1,6 \cdot 10^5$  has the form

$$F (> N)_i = (4.7 \pm 0.5) \cdot 10^{-2} \left( \frac{N}{1,6 \cdot 10^5} \right) - (1.5 \pm 0.2)$$

The given EAS absolute intensity does not contradict to the experimental data given by other authors obtained at altitudes of 3860 and 5200 m above sea level.

СПЕКТР ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫХ  $\gamma$ -КВАНТОВ НА ВЫСОТЕ  
3250 м НАД УРОВНЕМ МОРЯ

Х. П. БАБАЯН, Н. А. МАРУТЯН, С. В. МИТОЯН

Приводятся результаты обработки данных эксперимента, проведенного на высоте 3250 м над уровнем моря.

Получены суммарный энергетический спектр  $\gamma$ -квантов в интервале энергий  $10^{12} \text{ эв} < E < 10^{13} \text{ эв}$  с показателем спектра  $\alpha = 1,9 \pm 0,16$  и зенитное угловое распределение

$$dN/d\theta \sim (\cos \theta)^{5,5 \pm 0,5}.$$

Изучение энергетического спектра высокоэнергичных  $\gamma$ -квантов на разных глубинах атмосферы имеет большое значение для выяснения вопроса об изменении характеристик ядерных взаимодействий при высоких энергиях.

В настоящей работе получен спектр  $\gamma$ -квантов в интервале энергий  $10^{12} \text{ эв} \lesssim E \lesssim 10^{13} \text{ эв}$  на глубине  $690 \text{ гсм}^{-2}$  атмосферы (г. Арагац).

Установка — ионизационный калориметр с контролируруемыми ядерными эмульсиями — подробно описана в работах [1, 2].

Площадь  $8 \text{ м}^2$  над ионизационным калориметром была покрыта в три ряда пластинками с  $50 \text{ м}$  ядерными эмульсиями типа НИКФИ-Р, прослоенными  $1 \text{ см}$  свинцовыми пластинками.

Эмульсии экспонировались в течение 1500 часов. Для обеспечения быстрого просмотра всей площади электронно-фотонные ливни находились с помощью лупы с увеличением 2,5 раза в пластинках, установленных под  $6$  радиационными ( $t$ ) единицами, обеспечивающих максимальное развитие ливня.

Эффективность наблюдения электронно-фотонного ливня зависит от его энергии и геометрии (зенитного угла  $\theta$ ).

Энергетический порог визуального обнаружения электронно-фотонного ливня под  $6t$  единиц  $E_{\text{пор.}} \sim 10^{12} \text{ эв}$ . Порог этот определен сравнением результатов просмотра с микроскопическим просмотром части экспериментального материала. С увеличением зенитного угла  $\theta$  значение  $E_{\text{пор.}}$  уменьшается и, следовательно, увеличивается эффективность наблюдения. Электронно-фотонные каскады с энергией  $1 \cdot 10^{12} \text{ эв} \lesssim E < 3 \cdot 10^{12} \text{ эв}$  обнаруживаются в пластинках в среднем с эффективностью  $\sim 50\%$ , а каскады с энергией  $E \geq 3 \cdot 10^{12} \text{ эв}$  с эффективностью  $\sim 95\%$ . Эти значения эффективности наблюдения определялись повторным просмотром.

При такой методике нахождения естественно производился отбор событий, в которых хотя бы один ствол электронно-фотонного ливня имеет энергию  $E \geq 10^{12} \text{ эв}$ . Во всех пластинках было найдено 108 случаев такого типа со значением  $\sum_{\text{лг}} E \geq 10^{12} \text{ эв}$ .

После обнаружения ливня производился тщательный микроскопический осмотр области, прилежащей к ливню (не менее  $9 \text{ см}^2$ ), для обнаружения генетически связанных сопровождающих ливней с энергией  $10^{11} \text{ эв} \leq E \leq 10^{12} \text{ эв}$  ( $E \sim 10^{11} \text{ эв}$  — порог идентификации ливня под микроскопом). Тем самым устанавливалось, идет ли ливень в одиночку, или же это один из стволов семейства. Из 108 обнаруженных случаев 48 оказались одноствольными, 20 — двуствольными и 40 — семейств с числом стволом  $n_\gamma \geq 3$ .

Энергии электронно-фотонных ливней оценивались по числу электронных треков на малых расстояниях от оси электронно-фотонного каскада в кругах, в кольцах, в трех рядах под  $2t$ ,  $4t$ ,  $6t$  единицами. Полученные экспериментальные кривые сравнивались с теоретически переходными кривыми Нишимуры-Каматы [3].

Для определения абсолютного потока атмосферных  $\gamma$ -квантов на глубине  $690 \text{ гсм}^{-2}$  атмосферы из полученных экспериментальных данных следует учесть вклад, вносимый  $\gamma$ -квантами, которые были образованы при ядерных взаимодействиях в графитовом генераторе ( $20 \text{ гсм}^{-2}$  вещества на высоте 1,5 м от пластинок) и в свинцовых пластинках.

Для этого были обработаны экспериментальные данные 315 часов чистого времени работы ионизационного калориметра. Получилось, что мы отбираем и наблюдаем около 30% от числа всех ожидаемых взаимодействий ядерно-активных частиц с энергией  $E \geq 2 \cdot 10^{12} \text{ эв}$  на высоте 3250 м над уровнем моря [4] в фильтрах  $20 \text{ гсм}^{-2}$  графита и  $23 \text{ гсм}^{-2}$  свинца. Отбор таких событий производился по виду соответствующего импульса в ионизационном калориметре и по значениям среднего поперечного импульса  $\langle P_{\perp \gamma} \rangle$  данного семейства генетически связанных электронно-фотонных каскадов.

Изучение энергетического распределения электронно-фотонных каскадов, образованных при этих взаимодействиях, позволяет оценить долю таких каскадов в общем наблюдаемом нами потоке электронно-фотонных ливней за полное время экспозиции ядерных эмульсий  $\sim 1500$  часов.

Оказывается, что использование данной методики контролируемых эмульсий и энергетический порог обнаружения электронно-фотонного ливня обеспечивают малую поправку (10%) в общем потоке наблюдаемых электронно-фотонных ливней в области энергий до  $E \sim 3 \cdot 10^{12} \text{ эв}$ , в то время как при  $E \geq 3 \cdot 10^{12} \text{ эв}$  эта поправка составляет  $\sim 40\%$ .

Полученные данные абсолютных потоков высокоэнергетичных  $\gamma$ -квантов в различных энергетических интервалах приведены в таблице. Сравнение дает, что абсолютный поток  $\gamma$ -квантов с энергией  $E \geq 3 \cdot 10^{12} \text{ эв}$  на глубине  $690 \text{ гсм}^{-2}$  сравнительно больше того, что ожидается по данным работы [5], где для пробега поглощения абсолютного потока  $\gamma$ -квантов принято значение  $L = (110 \pm 10) \text{ гсм}^{-2}$  и для показателя энергетического спектра  $a \sim 2,3$ .

Таблица 1

$E/10^{12} \text{ ev}$	$N(> E) \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1}$	
	Наст. работа	Работа [5]
1	$(0,64 \pm 0,10) \cdot 10^{-9}$	$(0,7 \div 0,8) \cdot 10^{-9}$
3	$(0,92 \pm 0,17) \cdot 10^{-10}$	$(0,6 \div 0,7) \cdot 10^{-10}$
5	$(0,4 \pm 0,26) \cdot 10^{-10}$	$(0,15 \div 0,2) \cdot 10^{-10}$
10	$(0,6 \pm 0,55) \cdot 10^{-11}$	$(0,3 \div 0,4) \cdot 10^{-11}$

Получено угловое распределение всех наблюдаемых электронно-фотонных ливней, независимо от их энергий до углов  $55^\circ$ . Это распределение имеет вид:

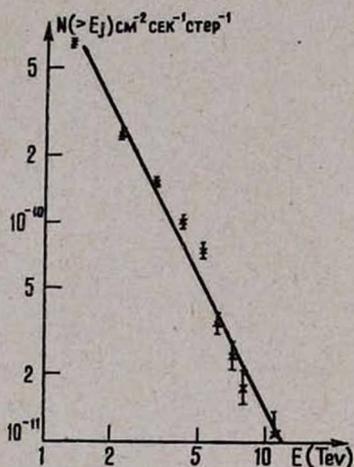


Рис. 1.

$$\frac{dN}{d\theta} \sim (\cos \theta)^{5.5 \pm 0.5}.$$

Интегральный энергетический спектр электронно-фотонных ливней (атмосферные, графитовые, свинцовые) приведен на рисунке.

Для показателя суммарного энергетического спектра получено значение  $\alpha = 1,9 \pm 0,16$ . Следует заметить, что спектр проявляет тенденцию стать круче при  $E \geq 5 \cdot 10^{12} \text{ ev}$  ( $\alpha = 2,5 \pm 0,7$ ), однако для подтверждения этого результата требуются дальнейшие исследования и получение экспериментальных данных с

большой статистической обеспеченностью.

В заключение авторы выражают благодарность Н. Л. Григорову В. Я. Шестоперову, А. И. Савельевой за дискуссии, а также сотрудниками лаборатории, участвовавшим в обработке экспериментального материала.

Ереванский физический институт

Поступила 30 января 1968

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Л. Григоров, С. И. Бриккер, А. В. Подгурская, А. И. Савельева, В. А. Собиляков, В. Я. Шестоперов, Изв. АН СССР серия физическая, XXXI, 1420 (1967).
2. Х. П. Бабалян, Н. А. Марутян, С. В. Митоян, Изв. АН СССР, серия физич. XXXI, 1428 (1967).
3. J. Kidd, J. Nishimura, Fables prepared for J.C.E.F. project (1960).
4. Х. П. Бабалян, Н. Г. Бояджян, Н. Л. Григоров, Э. А. Мамиджян, В. А. Собиляков, И. А. Третьякова и В. Я. Шестоперов, Изв. АН СССР, серия физическая XXXI, 1425 (1967).
5. S. Hayakawa, J. Nishimura, Y. Yamamoto, Suppl. of the Progr. Theoret. Physics 32, 104 (1964)

ԲԱՐՁՐ ԷՆԵՐԴԻԱՅԻ  $\gamma$  — ՔՎԱՆՏՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐԸ ԾՈՎԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅՑԹԻՑ  
3250 մ ԲԱՐՁՐՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Խ. Պ. ԲԱԲԱՅԱՆ, Ն. Ա. ՄԱՐՈՒԹՅԱՆ, Ս. Վ. ՄԻՏՈՅԱՆ

Այս աշխատանքում ներկայացված է ատմոսֆերայի 690 գլամ2 խորության վրա (Արագածի կոմսիական կայան) կատարված փորձի տվյալների մշակման արդյունքները:

Փորձի սարքավորումը իրենից ներկայացնում է իոնիզացիոն կալորիմետր դուզակցված հսկվող միջուկային ֆոտոմետրիայի հետ:

8 մ2 մակերես, ծածկված ֆտորէմուլսիայով, դիտված է ուսմանակի օգնությամբ  $2,5 \times$  խոշորացումով:

Գտնված է  $10^8$  դեպք, որոնց համար  $\Sigma E \geq 10^{12}$ :

Հաշված է ատմոսֆերիկ  $\gamma$ -բլանտների բացարձակ հոսքը տարբեր էներգետիկ միջակայքներում և ստացված արժեքները համեմատված են [5] աշխատանքի տվյալների հետ:

Ստացված են բոլոր դիտված  $\gamma$ -բլանտների ինտեգրալ էներգետիկ սպեկտրը  $10^{12}$  eV  $\leq E \leq 10^{13}$  eV հներգետիկ միջակայքում, որի ցուցիչը՝  $\alpha = 1,9 \pm 0,16$ , և զենիթային անկյունային բաշխումը:

$$\frac{dN}{d\theta} \sim (\cos \theta)^{5,5 \pm 0,5}$$

THE SPECTRUM OF HIGH ENERGY  $\gamma$ -QUANTA AT AN  
ALTITUDE OF 3250 m ABOVE SEA LEVEL

KH. P. BABAYAN, N. A. MAROOTIAN and S. V. MITOYAN

This paper presents the results of a treatment of the experimental data obtained at an altitude of 3250 m above sea level (Mt. Aragats). The integral energy spectrum of  $\gamma$ -quanta in the energy range  $10^{12}$  eV  $\leq E \leq 10^{13}$  eV with an exponent  $\alpha = 1.9 \pm 0.16$  and zenith angle distribution  $dN/d\theta \sim (\cos \theta)^{5.5 \pm 0.5}$  is obtained.

# ВЛИЯНИЕ УРОВНЕЙ ПРИЛИПАНИЯ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ ДИОДА

Г. М. АВАКЬЯНЦ, В. М. АРУТЮНЯН

В статье в дрейфовом приближении рассматривается влияние уровней прилипания для электронов и дырок на вольт-амперную характеристику (ВАХ) диода, работающего в режиме двойной инжекции.

Во многих случаях при анализе работы полупроводниковых приборов необходимо знать и приходится учитывать наличие в запрещенной зоне диэлектрика и полупроводника различного типа локальных уровней. Даже в самых тщательно очищенных полупроводниках все же содержатся различные примеси, самые разнообразные дефекты решетки, способные оказывать существенное влияние на ВАХ приборов на основе этих материалов. Они могут играть роль центров рекомбинации и прилипания. В настоящей работе мы рассматриваем вопрос влияния уровней прилипания на ВАХ п/п диода, работающего в режиме двойной инжекции.

## 1. Постановка задачи

Рассматривается схема (рис. 1), в которой имеются локальные уровни рекомбинации  $N_R$ , расположенные у середины запрещенной зоны. Рекомбинация через эти центры определяет время жизни носителей, которое мы считаем постоянным. Зарядом этих центров в даль-

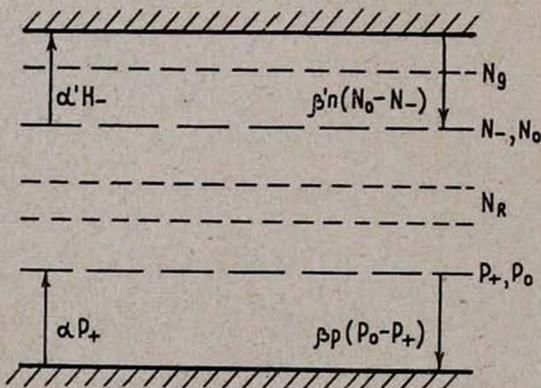


Рис. 1.

нейшем будем пренебрегать. Полупроводник считаем для определенности  $n$ -типа. На схеме указаны мелкие ионизированные доноры  $N_D$ , имеющиеся в материале в достаточном количестве. Полагаем, что в материале имеются, кроме того, уровни акцепторного типа  $N_A$ , служащие в качестве уровней прилипания для электронов, и донорные уровни  $P_0$ , выполняющие роль уровней прилипания для дырок.

Пусть  $N_-$  — концентрация электронных уровней, уже захвативших электрон. Соответственно  $P_+$  — концентрация дырочных уровней прилипания, „захвативших“ дырку, т. е. отдавших электрон. Тогда, согласно кинетике

$$N_- = \frac{\nu' n}{1 + \nu' n} N_0 \quad (1)$$

$$P_+ = \frac{\nu p}{1 + \nu p} P_0 \quad (2)$$

Здесь  $\nu' = \frac{\beta'}{\alpha'}$ ;  $\nu = \frac{\beta}{\alpha}$ , где  $\beta = \langle v_p \tau_p \rangle_P$  — коэффициент рекомбинации дырок на дырочный уровень прилипания,  $\beta' = \langle v_n \tau_n \rangle_N$  то же для электронного уровня,

$$\alpha' = \beta' N_c \exp[-|E_c, E_N|/kT]$$

$$\alpha = \beta P_v \exp[-|E_v, E_p|/kT],$$

где  $N_c$  и  $P_v$  — плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне соответственно,  $(E_c, E_N)$  и  $(E_v, E_p)$  — энергетические зазоры между зоной проводимости и электронным уровнем прилипания и валентной зоной и дырочным уровнем прилипания соответственно.

При небольших уровнях инжекции электронов  $\nu' n < 1$  и  $N_- \approx \nu' n N_0$ , при высоких же уровнях, когда  $\nu' n > 1$ ,  $N_- \approx N_0$ . Аналогично для  $P_+$ . Однако мы не вправе рассматривать нашу задачу при произвольно высоких уровнях инжекции. Равенство  $\nu' n = 1$  означает, что электронный квазиуровень Ферми энергетически сравнялся с уровнем прилипания для электронов. При  $\nu' n > 1$  уровень прилипания заполнен. Уров-

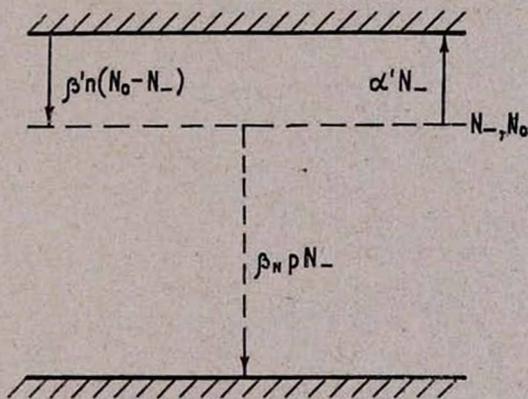


Рис. 2.

ни прилипания для электронов характеризуются тем, что свободный электрон, захваченный на пустой уровень, будет термически возбужден в зону проводимости раньше, чем он захватит свободную дырку. Поэтому электронный уровень прилипания остается таковым, пока выполняется неравенство (рис. 2)

$$\beta'_N p N_- < \alpha' N_- \quad \text{или}$$

$$\frac{\beta'_N}{\beta'} \cdot \nu' p < 1, \quad (3)$$

где  $\beta_N = \langle v_p \sigma_p \rangle_N$ . Неравенство (3) все труднее выполняется как при углублении уровня прилипания, так и при повышении уровня инжекции дырок. Концентрация дырок должна удовлетворять условию

$$p < \frac{\beta'}{\beta_N} \cdot \frac{1}{v'} \quad (4)$$

чтобы локальный уровень оставался уровнем прилипания.

Аналогично, если неравенство

$$n < \beta/\beta'_p \cdot 1/v \quad (5)$$

нарушается, то дырочный уровень прилипания становится рекомбинационным, кроме того,  $n \geq n_n$ ;  $p \geq p_n$ .

При оперировании неравенствами  $v'n \geq 1$  и  $v'p \geq 1$  необходимо принять во внимание (4) и (5). Причем предполагается, что  $v'n_n < 1$ ,  $v'p_n < 1$ , т. е. уровни прилипания в состоянии теплового равновесия незаполнены.

Предполагается, что время установления равновесия между уровнями прилипания и соответствующей зоной меньше, чем время рекомбинации, т. е. имеет место термическое равновесие между прилипшим и свободным носителями. В дальнейшем мы рассматриваем только переходы носителей между ловушками и зонами и исключаем непосредственный обмен носителями между ловушками без промежуточного перехода носителей в свободное состояние.

## 2. Анализ ВАХ рассматриваемой модели

Задача решается в дрейфовом приближении.

Основные уравнения таковы:

$$j_n = eu_n nE, \quad (6)$$

$$j_p = eu_p pE, \quad (7)$$

$$j = j_n + j_p, \quad (8)$$

$$\delta = \frac{D}{e} \frac{dE}{dx} = p + N_D + P_+ - n - N_-, \quad (9)$$

$$\frac{1}{e} \operatorname{div} j_p = - \frac{1}{e} \operatorname{div} j_n = - \frac{p - p_n}{\tau_p}. \quad (10)$$

Обозначения обычные.

Для определенности рассматриваем случай, когда

$$v'n < 1, v'p < 1. \quad (11)$$

Решая совместно (6), (7), (8) и (9) и используя выражения для  $N_-$  и  $P_+$  из (1) и (2) при (11), получаем для случая низкого уровня инжекции выражения для  $n$  и  $p$  в функции от напряженности электрического поля  $E$ :

$$n = \frac{N_D + (1 + \nu P_0) \frac{j}{eu_p E} - \delta}{1 + \nu' N_0 + b(1 + \nu P_0)}, \quad (12)$$

$$p = \frac{\frac{j}{eu_p E} (1 + \nu' N_0) + b\delta - bN_D}{1 + \nu' N_0 + b(1 + \nu P_0)}. \quad (13)$$

Из (10) имеем

$$\frac{d}{dx} [(p - n) E] = - \frac{(b + 1)(p - p_n)}{u_n \tau_p}. \quad (14)$$

Подставляя в (14), (12) и (13), приходим к дифференциальному уравнению

$$\frac{D}{e} E \frac{d}{dx} E \frac{dE}{dx} + \left( \frac{D}{eu_p \tau_p} - N_D \right) E \frac{dE}{dx} - \left\{ N_D + \frac{p_n}{b} \left[ (1 + \nu' N_0) + b(1 + \nu P_0) \right] \right\} \frac{E}{u_p \tau_p} = \frac{j}{eu_n u_p \tau_p} (1 + \nu' N_0), \quad (15)$$

которое при приравнивании  $N_0$  и  $P_0$  нулю переходит в уравнение (1) работы [1]. Уравнения, подобные (15), можно получить и для случаев  $\nu' n < 1$ ,  $\nu p > 1$ ;  $\nu' n > 1$ ,  $\nu p < 1$ ;  $\nu' n > 1$ ,  $\nu p > 1$ ,

Принимаем граничные условия

$$E = 0 \quad \text{при} \quad x = 0 \quad \text{и} \quad x = d$$

и вводим безразмерные переменные [1, 2]

$$w = e^2 n_n^2 u_n d / D j; \quad u = eu_n n_n E / j; \quad v = e^3 n_n^3 u_n^2 V / D j^2.$$

Тогда все четыре уравнения типа (15) можно преобразовать к виду [2]

$$u \frac{d}{dw} \left( u \frac{du}{dw} \right) + \eta u \frac{du}{dw} - \lambda u + \gamma = 0. \quad (16)$$

Соответствующие выражения для  $\eta$ ,  $\lambda$ ,  $\gamma$  даны в табл. 1. При этом принято, что в отсутствие тока имеет место квазинейтральность

$$p_n (1 + \nu P_0) - n_n (1 + \nu' N_0) + N_D = 0. \quad (17)$$

Введены также обозначения  $\Phi = \frac{p_n}{n_n}$  и  $\theta = \frac{D}{eu_n n_n \tau_p}$ .

Аналитически наша задача оказывается сходной с [2], отличие лишь в постоянных  $\eta$ ,  $\lambda$ ,  $\gamma$ . Воспользуемся результатами анализа в [2], тем более, что и граничные условия идентичны.

Представим наши результаты в виде таблицы 2. В ней приводятся для сравнения результаты работы [2]. В таблице не приводятся результаты для области закона Ома. Естественно, наличие уровней прилипания не сказывается на виде закономерности  $j = \frac{eu_n n_n}{d} \left( 1 + \frac{\Phi}{b} \right) V$ .

Может измениться при соответствующих параметрах лишь диапазон токов, в котором справедлив закон Ома.

ТАБЛИЦА 1

Уровень инжекции	$\eta$	$\lambda$	$\gamma$
$\sqrt{I} < 1, \sqrt{P} < 1$	$b\theta - (1 + \sqrt{I}N_0) + \Phi(1 + \sqrt{P}P_0)$	$b\theta(1 + \sqrt{I}N_0)(1 + \frac{\Phi}{b})$	$b\theta(1 + \sqrt{I}N_0)$
$\sqrt{I} < 1, \sqrt{P} > 1$	$b\theta - (1 + \sqrt{I}N_0) + \Phi - (1 - \sqrt{P}P_0)\frac{P_0}{P_n}$	$b\theta[(1 + \frac{1}{b}\Phi)(1 + \sqrt{I}N_0) + (1 - \sqrt{P}P_0)\frac{P_0}{P_n}]$	$b\theta(1 + \sqrt{I}N_0)$
$\sqrt{I} > 1, \sqrt{P} < 1$	$b\theta - (1 - \Phi) + \sqrt{P}P_0\Phi + (1 - \sqrt{I}I_n)\frac{N_0}{P_n}$	$b\theta[1 + \frac{1}{b}\Phi - (1 - \sqrt{I}I_n) \cdot \frac{N_0}{P_n}]$	$b\theta$
$\sqrt{I} > 1, \sqrt{P} > 1$	$b\theta - (1 - \Phi) - (1 - \sqrt{P}P_0)\frac{P_0}{P_n} + (1 - \sqrt{I}I_n)\frac{N_0}{P_n}$	$b\theta[1 + \frac{1}{b}\Phi + (1 - \sqrt{P}P_0)\frac{P_0}{P_n} - (1 - \sqrt{I}I_n)\frac{N_0}{P_n}]$	$b\theta$

ТАБЛИЦА 2

Тип зависимости тока от напряжения	Коэффициент К	Уровень инжекции	Коэффициент К при различных уровнях прилипания <sup>(*)</sup>	Другая форма коэффициента К при различных уровнях прилипания
$j = \frac{9}{8} \frac{P_n U_p \sqrt{I_p} P_n}{d^3} \cdot k V^2$	$1 - \Phi$	$\sqrt{I} < 1, \sqrt{P} < 1$	$ 1 - \Phi \frac{1 + \sqrt{P}P_0}{1 + \sqrt{I}N_0} - \frac{b\theta}{1 + \sqrt{I}N_0} $	$ \frac{N_p - b\theta P_n}{P_n(1 + \sqrt{I}N_0)} $
		$\sqrt{I} < 1, \sqrt{P} > 1$	$ 1 - \Phi \frac{1 + \sqrt{P}P_0}{1 + \sqrt{I}N_0} + \frac{1 - \sqrt{P}P_0}{1 + \sqrt{I}N_0} \cdot \frac{P_0}{P_n} - \frac{b\theta}{1 + \sqrt{I}N_0} $	$ \frac{N_p + P_0 - b\theta P_n}{P_n(1 + \sqrt{I}N_0)} $
		$\sqrt{I} > 1, \sqrt{P} < 1$	$ 1 - \Phi - b\theta - \sqrt{P}P_0 - (1 - \sqrt{I}I_n)\frac{N_0}{P_n} $	$ \frac{N_p - N_0 - b\theta}{P_n} $
		$\sqrt{I} > 1, \sqrt{P} > 1$	$ 1 - \Phi - \sqrt{P}P_0 + (1 - \sqrt{P}P_0)\frac{P_0}{P_n} - (1 - \sqrt{I}I_n)\frac{N_0}{P_n} $	$ \frac{N_p + P_0 - N_0 - b\theta}{P_n} $
$j = \frac{125}{18} \frac{P_n U_p \sqrt{I_p} P_n}{d^3} \cdot k V^3$	1	$\sqrt{I} < 1, \sqrt{P} < 1$	$1/(1 + \sqrt{I}N_0)$	$1/(1 + \sqrt{I}N_0)$
		$\sqrt{I} < 1, \sqrt{P} > 1$		$1/(1 + \sqrt{I}N_0)$
		$\sqrt{I} > 1, \sqrt{P} < 1$	1	1
		$\sqrt{I} > 1, \sqrt{P} > 1$		1

Теперь возможны 4 типа квадратичных зависимостей и 2 типа кубических. В табл. 3 указаны токовые диапазоны для различных зависимостей, определяемые обычным путем [2].

Отсюда видна возможность „перекрывтия“ по току различных зависимостей.

Проанализируем полученные квадратичные зависимости. При предположении, что уровни прилипания отсутствуют ( $N_0 = P_0 = 0$ ) и пренебрегая  $b\theta$  по сравнению с единицей, приходим из всех четырех разновидностей к закону Ламперта—Роуза [2]. Полагая, что член с  $b\theta$  наибольший, т. е.  $b\theta \gg 1$ , приходим к закону Мотта—Герни [3]

\* Знак абсолютной величины возникает из-за возможности как отрицательного, так и положительного  $\eta$  и  $\lambda$ . Это ведет лишь к изменению выбора равенств  $A_1$  и  $-A_2$  относительно единицы, но результат одинаков (см. [1] I).

$$j = \frac{9}{8} \frac{D u_p}{d^3} V^2.$$

При  $\sqrt{N_0} > 1$ ,  $N_0 > n_n$ ,  $P_0 > n_n$  все четыре разновидности  $j \sim V^2$  по-разному расположены в системе координат  $j - V^2$ . Необходимо учесть при этом, что при выполнении этих неравенств  $N_0 - N_D > 0$ ,

ТАБЛИЦА 3

Тип зависимости	Токовый диапазон
Закон Ома	$j < \frac{e n_n b}{\tau_p} \cdot \frac{(1 + \sqrt{N_0})(1 + \frac{1}{b} \Phi)^2 d}{ 1 + \sqrt{N_0} - b\theta - \Phi(1 + \sqrt{P_0}) }$
Квадратичная зависимость $\sqrt{n} < 1$ , $\sqrt{p} < 1$	$\frac{2 e n_n b d}{\tau_p} \cdot \frac{(1 + \sqrt{N_0})(1 + \frac{1}{b} \Phi)^2}{ 1 + \sqrt{N_0} - b\theta - \Phi(1 + \sqrt{P_0}) } < j < \frac{2 e^3 u_n u_p n_n^3 \tau_p d}{d^2} \cdot \frac{ 1 + \sqrt{N_0} - b\theta - \Phi(1 + \sqrt{P_0}) ^2}{1 + \sqrt{N_0}}$
Квадратичная зависимость $\sqrt{n} < 1$ , $\sqrt{p} > 1$	$\frac{2 e n_n b d}{\tau_p} \cdot \frac{[1 + \frac{\Phi}{b} + \frac{1 - \sqrt{P_0}}{1 + \sqrt{N_0}} \cdot \frac{P_0}{n_n}]^2}{ 1 - \frac{\Phi}{1 + \sqrt{N_0}} - \frac{b\theta}{1 + \sqrt{N_0}} + \frac{1 - \sqrt{P_0}}{1 + \sqrt{N_0}} \cdot \frac{P_0}{n_n} } < j < \frac{2 e^3 u_n u_p n_n^3 \tau_p d}{d^2 (1 + \sqrt{N_0})}  1 - \Phi - b\theta + (1 - \sqrt{P_0}) \frac{P_0}{n_n} + \sqrt{N_0} ^3$
Квадратичная зависимость $\sqrt{n} > 1$ , $\sqrt{p} > 1$	$\frac{2 e n_n b d}{\tau_p} \cdot \frac{[1 + \Phi/b - (1 - \sqrt{n_n}) \frac{N_0}{n_n} + (1 - \sqrt{P_0}) \frac{P_0}{n_n}]^2}{ \frac{N_D - N_0 + P_0}{n_n} - b\theta } < j < \frac{2 e^3 u_n u_p n_n^3 \tau_p d}{d^2}  \frac{N_D - N_0 + P_0}{n_n} - b\theta ^3$
Квадратичная зависимость $\sqrt{n} > 1$ , $\sqrt{p} < 1$	$\frac{2 e n_n b d}{\tau_p} \cdot \frac{[1 + \Phi/b - (1 - \sqrt{n_n}) \frac{N_0}{n_n}]^2}{ \frac{N_D - N_0}{n_n} - b\theta } < j < \frac{2 e^3 n_n^3 u_p \tau_p u_n d}{d^2}  \frac{N_D - N_0}{n_n} - b\theta ^3$
Кубическая зависимость $\sqrt{n} < 1$ , $\sqrt{p} < 1$	$j > \frac{12 e^3 u_n u_p \tau_p n_n^3 d}{d^2}  \frac{N_D}{n_n} - b\theta ^3 \cdot \frac{1}{1 + \sqrt{N_0}}$
Кубическая зависимость $\sqrt{n} < 1$ , $\sqrt{p} > 1$	$j > \frac{12 e^3 u_n u_p \tau_p n_n^3 d}{d^2}  \frac{N_D + P_0}{n_n} - b\theta ^3 \cdot \frac{1}{1 + \sqrt{N_0}}$
Кубическая зависимость $\sqrt{n} > 1$ , $\sqrt{p} < 1$	$j > \frac{12 e^3 u_n u_p \tau_p n_n^3 d}{d^2}  \frac{N_D - N_0}{n_n} - b\theta ^3$
Кубическая зависимость $\sqrt{n} > 1$ , $\sqrt{p} > 1$	$j > \frac{12 e^3 u_n u_p \tau_p n_n^3 d}{d^2}  \frac{N_D - N_0 + P_0}{n_n} - b\theta ^3$

так как  $\sqrt{n_n} < 1$ . Анализ приводит к двум разновидностям кубической зависимости, если  $\sqrt{N_0} > 1$ .

Из (17) при выполнении

$$\Phi \ll \frac{1 + \sqrt{N_0}}{1 + \sqrt{P_0}}, \quad (18)$$

$$N_D = n_n (1 + \sqrt{N_0}). \quad (19)$$

Неравенство  $\Phi \ll 1$  (материал  $n$ -типа) означает, что

$$1 < v' N_0 \leq v P_0. \quad (20)$$

Это накладывает требование на концентрации и энергетическое расположение уровней прилипания, которые не могут быть произвольными. Легко показать, что осуществление  $v'n \leq 1$  и  $v_p \geq 1$  налагает на энергетическое положение уровней прилипания следующее ограничение:

$$\frac{\langle v_p \sigma_p \rangle_N}{\langle v_n \sigma_n \rangle_N} < \frac{N_c}{P_0} \cdot \frac{\exp [ |E_v E_p| / kT ]}{\exp [ |E_c, E_N| / kT ]} < \frac{\langle v_p \sigma_p \rangle_p}{\langle v_n \sigma_n \rangle_p} \quad (21)$$

Наличие четырех видов квадратичной зависимости и двух типов кубической можно дать простую физическую интерпретацию. С приложением внешнего смещения на прямой ветви ВАХ после участка закона Ома ток ограничивается объемным зарядом инжектированных носителей, идет более интенсивное прилипание, начинается заполнение уровней прилипания. При достаточном уровне инжекции возможно заполнение одного из уровней (электронного при  $v'n > 1$ ,  $v_p < 1$  или дырочного при  $v'n < 1$ ,  $v_p > 1$ ). Наконец, при высоком уровне инжекции возможен случай заполнения обоих уровней прилипания ( $v'n > 1$ ,  $v_p > 1$ ).

Наличие „полного комплекта“ квадратичных зависимостей на

$$\text{ВАХ } [v'n < 1, v_p < 1; v'n > 1, v_p < 1; v'n > 1, v_p > 1 \\ \text{или } v'n < 1, v_p < 1; v'n < 1, v_p > 1; v'n > 1, v_p > 1],$$

так и кубических зависимостей — вовсе не обязательно.

Возможны самые разнообразные вариации — вплоть до отсутствия  $j \sim V^2$  или  $j \sim V^3$ . Все зависит от соотношения между временами диэлектрической релаксации, пролета носителей и временем жизни и от концентрации уровней прилипания. Вполне естественным представляется и переход из одной квадратичной или кубической зависимости в другую, связанный с заполнением соответствующего уровня прилипания.

Рассмотрим, например, переход от квадратичной зависимости при  $v'n < 1$ ,  $v_p < 1$  к квадратичной зависимости при  $v'n < 1$ ,  $v_p > 1$ . Зная точный закон в переходной области от нижнего квадратичного закона к верхнему, легко найти границы по току этих зависимостей. Однако установить точную закономерность перехода не удалось. Поэтому приведем оценочные токовые диапазоны, полученные из сравнения токов двух квадратичных зависимостей при  $v_p = 1$ :

$$\frac{j_{\text{верхнего}} V^2}{j_{\text{нижнего}} V^2} \geq \frac{N_D - b\theta_{n_n} + P_0}{N_D - b\theta_{n_n}}. \quad (22)$$

Ясно, что правая часть неравенства (22) может быть довольно большим числом, если выполняется неравенство  $P_0 > N_D - b\theta_{n_n}$ .

Токовый диапазон для нижнего  $j \sim V^2$  таков:

$$\frac{2en_nbd}{\tau_p} \frac{(1 + \nu' N_0) \left(1 + \frac{\Phi}{b}\right)^2}{|1 + \nu' N_0 - b\theta - \Phi(1 + \nu P_0)|} < j < \frac{2ed}{bn_n \tau_p \nu^2} \times$$

$$\times \frac{\left[1 + b\nu n_n + b(1 - \nu p_n) \frac{1 + \nu P_0}{1 + \nu' N_0}\right]^2}{\left|1 - \frac{b\theta}{1 + \nu' N_0} - \Phi \frac{1 + \nu P_0}{1 + \nu' N_0}\right|}. \quad (23)$$

Диапазон токов для нижнего квадрата значителен, если  $b\nu n_n < 1$ . Токовый диапазон для верхнего квадратичного закона (при  $\nu' n < 1$ ,  $\nu p > 1$ ) таков:

$$\frac{2ed(1 + \nu' N_0) \left\{1 + b\nu n_n + b(1 - \nu p_n) \frac{1 + \nu P_0}{1 + \nu' N_0}\right\}^2}{bn_n \tau_p \nu^2 \left|1 + \nu' N_0 - b\theta + \frac{P_0}{n_n} - \Phi(1 + \nu P_0)\right|} < j <$$

$$< \frac{2e^3 u_n \nu p \tau_p n_n^3 d}{D^2 (1 + \nu' N_0)} \left|1 + \nu' N_0 - b\theta + \frac{P_0}{n_n} - \Phi(1 + \nu P_0)\right|^3. \quad (24)$$

При  $P_0 > n_n(1 + \nu' N_0)$  токовые диапазоны нижнего и верхнего квадратов перекрываются.

Таким же путем могут быть получены токовые диапазоны для других переходов  $V^2 - V^2$  или  $V^3 - V^3$ . Для случая перехода от кубической зависимости при  $\nu' n < 1$ ,  $\nu p < 1$  в зависимость  $\nu' n > 1$ ,  $\nu p < 1$  соотношение, аналогичное (22), будет иметь вид:

$$\frac{j_{\text{верхн.}} V^3}{j_{\text{нижн.}} V^3} \geq (1 + \nu' N_0). \quad (25)$$

Отметим также, что токи из (24) и (25) должны быть меньше максимально допустимого тока, найденного из (4) и (5).

Для каждого конкретного случая существуют свои требования к параметрам и концентрациям. Выше приводились эти требования для перехода  $V^2 - V^2$  из  $\nu' n < 1$ ,  $\nu p < 1$  в  $\nu' n < 1$ ,  $\nu p > 1$ . Вместе с тем при подборе соответствующей экспериментальной модели необходимо выполнение неравенств (4), (5), (20), (21), обязательных для всех случаев.

### 3. Обсуждение результатов

Нам не удалось найти экспериментальных данных о переходе из одной квадратичной или кубической зависимости в другую для *Ge* и *Si*. Однако для высокоомных *CdS*, *SiC*, *ZnS* имеется несколько таких примеров [4, 5], которые обладают квадратичными переходами. Нам известен лишь один пример перехода  $V^3 - V^3$  для поликристаллической пленки *CdS* (рис. 3) [6]. В таких высокоомных материалах с малой подвижностью, малыми временами жизни и большой шириной запре-

щенной зоны получаются очень большие значения  $b^0$  и отбрасывание этого члена как в [2] недопустимо.

Теория одинарной инжекции, развитая Лампертом [7], допускает наличие двух квадратичных участков на ВАХ, разделенных вертикалью предельного заполнения ловушек. Однако в ряде работ [5] есть указания о наличии инжекции дырок в  $CdS$  и  $SiC$  из коллекторного блокирующего электрода при наличии инжекции электронов, причем на  $CdS$  при высоких напряжениях почти всегда имелся второй квадратичный закон.

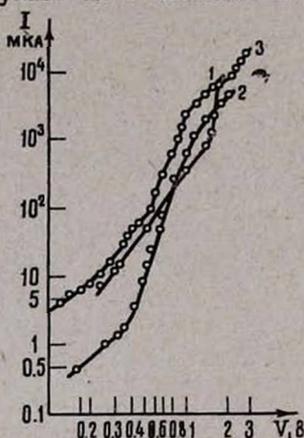


Рис. 3. Прямые ветви вольт-амперных характеристик структур

$Au - CdS - Te - Au$ :

1—для слоя  $CdS$  с удельным сопротивлением  $\rho = 5 \cdot 10^3$  омсм, полученного испарением при температуре подложки  $T = 300^\circ C$ ; 2—для слоя  $CdS$  с  $\rho \approx 1.10^8$  омсм,  $T = 500^\circ C$ ; 3—для слоя  $CdS$  с  $\rho \approx 5.10^9$  омсм  $T = 650^\circ C$ . [6].

димое здесь соотношение  $j \sim V^3$  (см. [8], рис. 2) говорит в пользу механизма двойной инжекции. Известно, что в  $CdS$  имеется ряд уровней прилипания как для электронов, так и дырок, наряду с центрами, расположенными у середины запрещенной зоны, поэтому полагаем, что избранная нами для анализа модель реальна для  $CdS$ . Естественно, что при рассмотрении тонкопленочной структуры необходимо принять во внимание диффузионную составляющую тока, возможное существенное искривление зон вследствие проникновения контактного поля в „толщу“ пленки, учет свойств контактов. Но это очень усложнило бы задачу.

Рассмотрим качественно, например, ВАХ структуры  $Au - CdS - Te - Au$  (рис. 3). Мы полагаем, что наличие на прямой ветви ВАХ двух областей с квадратичной зависимостью тока от напряжения, разделенных между собой участком кривой, меняющейся по закону  $j \sim V^n$ , где  $n \approx 7$ , есть следствие заполнения соответствующего уровня прилипания при движении квазиуровня Ферми в процессе инжекции носителей в объем  $CdS$ .

Двойная инжекция начинается при напряженностях электрического поля, явно недостаточных для ударной или полевой ионизации. О наличии одновременной инжекции дырок и электронов свидетельствует достаточно эффективная низковольтная стационарная электролюминесценция. Свечение происходит равномерно по всей площади. Резкий рост тока после первого квадратичного закона не достаточно „быстрый“, как это следует из [7].

Ограничимся рассмотрением тонкопленочных диодов на основе  $CdS$  (см. например, [6, 8—10]). Экспериментально четко воспроизводимое здесь соотношение  $j \sim V^3$  (см. [8], рис. 2) говорит в пользу механизма двойной инжекции. Известно, что в  $CdS$  имеется ряд уровней прилипания как для электронов, так и дырок, наряду с центрами, расположенными у середины запрещенной зоны, поэтому полагаем, что избранная нами для анализа модель реальна для  $CdS$ . Естественно, что при рассмотрении тонкопленочной структуры необходимо принять во внимание диффузионную составляющую тока, возможное существенное искривление зон вследствие проникновения контактного поля в „толщу“ пленки, учет свойств контактов. Но это очень усложнило бы задачу.

Ограничимся рассмотрением тонкопленочных диодов на основе  $CdS$  (см. например, [6, 8—10]). Экспериментально четко воспроиз-

Обычные низкоомные слои  $CdS$  содержат избыточный кадмий. Как известно [11], при осаждении  $CdS$  на нагретую выше  $300^\circ C$  подложку от нее начинают отражаться атомы кадмия. Вместе с тем с повышением температуры усиливается процесс отражения серы. Состав пленки с повышением температуры подложки становится все более близким к стехиометрическому и, если сера и кадмий будут отражаться в равных количествах, можно будет получить изолирующие слои сульфида кадмия. Для получения высокоомных изолирующих слоев используется также метод одновременного подпыления серы, в результате чего вероятность появления избыточных над стехиометрическим составом атомов кадмия резко уменьшается. Удельное сопротивление пленки значительно повышается, вместе с тем понижается концентрация  $n$ , в результате чего раньше начинается кубическая зависимость ( $n$  входит в границу диапазона как  $n_n^3$  см. табл. 3).

Мы полагаем, что замеченный в (8) переход из одной кубической зависимости в другую также можно объяснить заполнением уровня прилипания.

Мы были лишены возможности провести численные расчеты ВАХ из-за отсутствия конкретных данных о параметрах материала, об энергетическом расположении и концентрации уровней прилипания в запрещенной зоне.

Заметим, что настоящие соображения можно легко распространить на  $i$ -дискретные электронные ловушки или квазинепрерывное распределение уровней прилипания. Это дает возможность получения различных закономерностей ВАХ переходного участка.

Институт радиофизики и электроники  
АН АрмССР

Поступила 20 июня 1967

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. М. Авакьянц, И. Л. Дмитриенко, В. И. Мурыгин. Радиотехника и электроника, 12, 1700 (1965).
2. М. А. Lampert. *Rose A. Phys. Rev.*, 121, 26 (1961).
3. Н. Мотт, Р. Герни, Электронные процессы в ионных кристаллах. ИЛ, М., 1950.
4. М. А. Lampert, *Repts. Progr. Physics* 27, 319 (1964).
5. М. И. Елинсон, Г. В. Степанов, П. И. Перов, В. И. Покаляцин, Сборник—Вопросы пленочной электроники, „Сов. радио“, М., 1966.
6. Т. С. Травина, Э. Аббясов, Сборник—Вопросы пленочной электроники. „Сов. радио“, М., 1966, стр. 40.
7. М. А. Lampert *Phys. Rev.* 103, 1648 (1956).
8. R. Zuleeg, *Sol. St. Electron* 6, 645 (1963).
9. Л. С. Гасанов. Э. И. Дагман, Э. Г. Косцов. В. И. Петросян, Э. И. Скок, Сборник—Вычислительные системы, „Наука“, Новосибирск, 1965. Вып. 15, стр. 123.
10. А. П. Кундзинь, С. Б. Александров, Ю. Р. Закис, Изв. АН СССР, сер. физ., 30, 1509 (1966).
11. К. В. Шалимова, Т. С. Травина, Ю. В. Потапов, В. В. Старостин, Изв. ВУЗ-ов, сер. Физика, № 3, 134 (1964).

ԿՊԶՈՂԱԿԱՆ ՄԱԿԱՐԳԱԿՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԴԻՈԴԻ  
ՎՈՎՏ-ԱՄՊԵՐԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԻ ՎՐԱ

Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՑ, Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

*Հոդվածում դրեյֆային մոտեցմամբ ուսումնասիրվում է կալոլական մակարդակների ազդեցությունը երկտակ ինժեկցիայի ուժիմում աշխատող դիոդի վոլտ-ամպերային բնութագրի վրա:*

TRAP LEVEL INFLUENCE ON THE VOLTAGE-CURRENT  
CHARACTERISTICS OF A DIODE

G. M. AVAKIANTS AND V. M. HAROOTUNIAN

This paper deals with the electron and hole trap level influence on the voltage current characteristics of diode working in double injection conditions in drift approximation.

## ГРУППИРОВКА ПУЧКА ИНЖЕКТОРА НА ЧАСТОТЕ УСКОРЯЮЩИХ РЕЗОНАТОРОВ СИНХРОТРОНА

С. К. ЕСИН, М. А. ПЕТРОСЯН

При группировке пучка инжектора на частоте ускоряющих резонаторов значительно увеличивается доля электронов в тех сгустках, которые в дальнейшем захватываются в синхротрон. Изучены основные параметры клистронного группирователя при работе совместно с линейным ускорителем. Предлагается двухкаскадная группировка, обеспечивающая более эффективный захват частиц в синхротрон.

Инжектором электронного синхротрона на энергию в несколько Гэв, как правило, является линейный ускоритель на бегущей волне, работающий в диапазоне волн 10 см [1—3]. В то же время ускоряющие резонаторы самого синхротрона обычно работают на частотах 100—500 МГц. В результате неодинаковости частот только около 10% сгустков электронов, выходящих из линейного ускорителя попадает в область устойчивых фаз синхротрона. Остальная часть сгустков частиц инжектора теряется на первых же оборотах.

Если промодулировать ток электронной пушки линейного ускорителя так, чтобы в нем ускорялись только те электроны, которые смогут быть в дальнейшем захвачены в синхротрон, то это позволит:

а) значительно уменьшить загрузку линейного ускорителя и повысить эффективность его работы (в частности, увеличить энергию ускоренных частиц и повысить число электронов в области устойчивых фаз синхротрона);

б) сильно уменьшить радиационное повреждение вакуумной камеры синхротрона незахваченными электронами;

в) облегчить режим работы электронной пушки;

г) увеличить поле инжекции (благодаря увеличению энергии пучка линейного ускорителя) и тем самым уменьшить искажений орбиты при инжекции.

Кроме того, синхронизовав по фазе частоту модуляции пушки с частотой ускоряющих резонаторов, можно значительно увеличить число частиц с малой амплитудой радиально-фазовых колебаний, а также подготовить благоприятные условия для преодоления эффектов нагрузки ускоряющих резонаторов пучком. Подобная система была разработана и применяется на Кембриджском электронном ускорителе [5]. В качестве модулятора пучка в ней используется резонаторный группирователь.

Целью настоящей работы является изучение основных параметров клистронного группирователя совместно с линейным ускорителем и нахождение наиболее оптимального варианта.

Для оценки степени группировки введем понятие эффективности группирования

$$\eta = \frac{\Delta\psi}{\Delta\psi_1}, \quad (1)$$

где  $\Delta\psi_1$  — область фазовых углов резонатора-группирователя, из которой электроны захватываются линейным ускорителем;

$\Delta\psi$  — область фазовых углов резонатора-группирователя, из которой электроны после ускорения в линейном ускорителе попадают в область устойчивых фаз синхротрона  $\Delta\varphi$ .

Величины  $\Delta\psi$  и  $\Delta\psi_1$  кроме как от группирователя, зависят и от параметров линейного ускорителя, конкретно от минимальной энергии инжекции, ниже которой электроны не захватываются в режим ускорения. Кроме энергии захват обусловлен также фазой при данной энергии инжекции, что можно учесть отдельно коэффициентом захвата линейного ускорителя.  $\Delta\psi$  зависит и от  $\Delta\varphi$ , при этом практически  $\Delta\varphi \approx 30^\circ$ .

Для вычисления  $\Delta\psi$  и  $\Delta\psi_1$  рассмотрим уравнение движения частицы при клистронной группировке

$$\varphi = \psi + \frac{2\pi l}{\lambda \sqrt{1 + \left(\frac{u_0}{u_0 + u_n + u_p \cos \psi}\right)^2}}, \quad (2)$$

где  $\varphi$  — фаза, при которой электрон, выходящий при фазе  $\psi$  из зазора группирователя, достигает линейного ускорителя,

$u_0$  — энергия покоя электрона, отнесенная к его заряду,

$u_p \cos \psi$  — напряжение на зазоре резонатора при фазе  $\psi$ ,

$l$  — длина дрейфового пространства,

$\lambda$  — длина волны ускоряющих резонаторов,

$u_n$  — ускоряющее напряжение на пушке.

Необходимо решить (2) относительно  $\psi$ . В виду того, что (2) — трансцендентное уравнение, его можно решать, разлагая в ряд, но в результате получится слишком громоздкое выражение, трудно поддающееся анализу. На ЭВМ была вычислена эффективность группирователя для линейного ускорителя с минимальной энергией захвата 30 КэВ для различных значений  $u_p$  и  $l$ . Результаты вычисления представлены в виде графика на рис. 1, где аналогично клистронной группировке через  $X$  обозначен параметр группировки

$$X = \frac{u_p l}{2u_n v_0} \omega,$$

здесь  $v_0$  — начальная скорость электронов,

$\omega$  — угловая частота в группирователе.

Из графика видна целесообразность работы при больших  $u_p$  ввиду того, что:

а) эффективность быстрее растет в зависимости от  $X$ , т. е. одна и та же эффективность получается при более коротких  $l$ , что имеет решающее значение в смысле конструктивного выполнения группирователя;

б) при  $X > 1$  эффективность мало зависит от  $X$ ;

в) возможно значительное уменьшение ускоряющего напряжения на пушке.

Для этого случая можно получить соотношение, определяющее эффективность через основные параметры линейного ускорителя и группирователя. Очевидно, что сгусток электронов должен получаться вокруг минимума выражения (2). При ошибке не более 20% выражение (2) можно заменить параболой. Разлагая выражение (2) в ряд Тейлора, вычислим  $\Delta\psi$ :

$$\Delta\psi = 2 \sqrt{\frac{2\Delta\varphi}{\varphi''(\psi_{\min})}}$$

здесь  $\varphi''(\psi_{\min})$  — вторая производная в точке  $\psi_{\min}$ . Обозначим

$$\frac{2\pi l}{\lambda} = k, \quad \frac{u_n}{u_p} = \alpha \quad \text{и} \quad \frac{u_0}{u_p} = B.$$

После дифференцирования (2), отбрасывая малые величины и при  $\alpha \approx 1$ , для  $\psi_{\min}$  получается

$$\psi_{\min} = 2 \arcsin \left\{ \frac{B^2 k}{8 \sqrt{(B + \alpha)^3}} - \sqrt{\left[ \frac{B^2 k}{8 \sqrt{(B + \alpha)^3}} \right]^2 + 1} \right\}. \quad (3)$$

Из (3) видно, что при увеличении  $k$  фаза  $\psi_{\min}$  уменьшается, т. е.  $\psi_{\min}$  приближается к нулю, тем самым сгусток передвигается в область более высоких энергий.

В точке  $\psi_{\min}$  вторая производная принимает значение:

$$\varphi''(\psi_{\min}) = - \frac{3 - \cos \psi_{\min}}{2 \sin \psi_{\min}}. \quad (4)$$

Очевидно, что при уменьшении  $\varphi''(\psi_{\min})$  эффективность увеличивается. Минимальное значение  $\varphi''(\psi_{\min})$  получается при

$$\psi_{\min, \text{ опт}} = \arccos \frac{1}{3}.$$

Из этого условия можно найти оптимальные значения параметра группировки

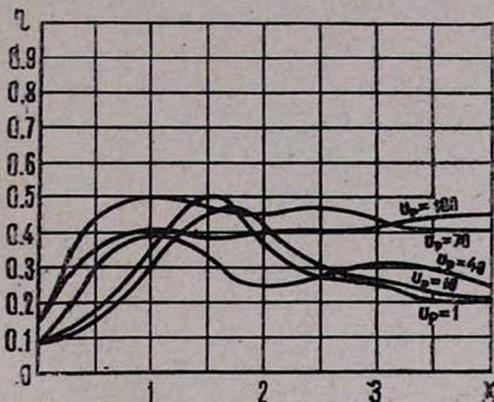


Рис. 1. Эффективность группирователя для различных  $X$  и  $U_p$ , при минимальной энергии захвата линейного ускорителя 30 кэв.

$$X_{\text{опт}} = \frac{4\sqrt{3}}{3} \frac{(B+\alpha)^{3/2}}{B^2 \sqrt{(B+\alpha)^2 - B^2}}$$

и длины дрейфового пространства

$$l_{\text{опт}} = \frac{4\sqrt{3}}{3} \frac{\lambda \sqrt{(B+\alpha)^3}}{\pi B^2}.$$

Легко вычислить  $\Delta\psi_1$ ,

$$\Delta\psi_1 = 2 \arccos \left( \frac{u_{\text{мин}}}{u_p} - 1 \right).$$

При оптимальном значении параметра группировки

$$\Delta\psi_1 = 2 \arccos \left( \frac{3u_{\text{мин}}}{4u_{\text{опт}}} - 1 \right), \quad (6)$$

где  $u_{\text{мин}}$  и  $u_{\text{опт}}$  — минимальная и оптимальная энергия электронов, захватываемых в линейный ускоритель, отнесенная к заряду электрона.

Тогда эффективность группирования

$$\eta = \frac{\sqrt{\frac{2\Delta\varphi}{\varphi''(\psi_{\text{мин}})}}}{\arccos \left( \frac{u_{\text{мин}}}{u_p} - 1 \right)}. \quad (7)$$

Из (3), (4) и (7) видно, что при увеличении  $l$  эффективность сначала увеличивается и принимает максимальное значение при  $l_{\text{опт}}$ , а потом уменьшается.

Эффективность зависит и от минимальной энергии инжекции. Для секции с постоянной фазовой скоростью  $u_{\text{мин}}$  можно определить из следующих выражений [4]:

$$\sqrt{p^2 + 1} - \beta_b p - \frac{A\beta_b}{2\pi} = H_{\text{сеп}}, \quad (8)$$

$$H_{\text{сеп}} = \frac{A\beta_b}{2\pi} + \sqrt{1 - \beta_b^2}, \quad (9)$$

где  $p$  — относительный импульс электрона, т. е. импульс, деленный на энергию покоя электрона,

$A$  — безразмерный параметр напряженности поля,  $A = eE\lambda/m_0c^2$

$E$  — напряженность поля линейного ускорителя,

$\beta_b$  — фазовая скорость волны линейного ускорителя,

$H_{\text{сеп}}$  — постоянная сепаратриссы фазовых траекторий на плоскости импульс-фаза.

Из (8) и (9) при условии  $\beta_b = 1$  получаем

$$u_{\text{мин}} = u_0 \frac{(\pi - A)^2}{2\pi A}.$$

Для секции с переменной фазовой скоростью приближительную величину  $u_{\text{мин}}$  можно определить из следующих соображений. Максимальный захват имеет место при условиях

$$\beta_{b.нач.} = \beta_{э.нач.}; \left. \frac{d\beta_{b.нач.}}{d\xi} \right|_{\xi=0} = 0,$$

где  $\xi$  — продольная координата,

$\beta_{b.нач.}$  — фазовая скорость волны в начале секции.

Несколько повышенный захват получается при секции с постоянной фазовой скоростью  $\beta_b = \beta_{b.нач.}$ . Минимальную энергию можно определить аналогичным образом:

$$u_{мин} = u_0 \left[ \frac{\beta_{b.н.} \sqrt{\beta_{b.нач.}^2 - 1 + \left( H_{сеп.} + \frac{A\beta_{в.нач.}}{2\pi} \right)^2} - H_{сеп.} - \frac{A\beta_{б.нач.}}{2\pi}}{\beta_{в.нач.}^2 - 1} - 1 \right].$$

Из (6) видно, что для повышения эффективности желательно использовать секции, у которых  $u_{мин}$  и  $u_{опт}$  близки по величинам. С этой точки зрения наиболее подходящими являются секции с  $\beta_b = 1$ .

Из (5), (6) и (7) видно, что максимальная эффективность не зависит от параметров группирователя

$$\gamma_{макс} = \frac{\sqrt{\Delta\varphi} \sqrt{2}}{\arccos \left( \frac{3 u_{мин}}{4 u_{опт}} - 1 \right)}.$$

Можно резко увеличить эффективность группировки, если заранее пучок группировать в точке  $\psi_{мин}$ , т. е. применять одночастотную двухкаскадную группировку. Нами был рассмотрен такой вариант для Ереванского синхротрона. Кратность частот линейного ускорителя и ускоряющих резонаторов синхротрона составляет 21:1.  $u_{опт} = 70$  кв.  $u_{р1} = 10$  кв,  $u_{р11} = 40$  кв,  $u_{л} = 40$  кв,  $l_1 = 30$  см,  $l_{11} = 30$  см.

На рис. 2 приведен график зависимости фазы частицы после первой секции линейного ускорителя  $\varphi_{л}$  от фазы  $\psi$  выхода из зазора первого резонатора группирователя. В синхротрон захватываются II и III сгусток. Из графика видно, что заряд в этих двух сгустках составляет 27% от тока пушки. т. е. в два раза больше, чем при однокаскадной группировке [5].

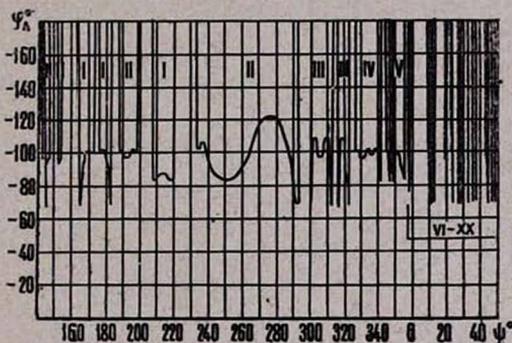


Рис. 2. Зависимость фазы частицы после первой секции линейного ускорителя  $\varphi_{л}$  от фазы выхода из зазора первого резонатора группирователя  $\psi$ .

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Performance of the Cambridge Electron Accelerator. Труды международной конференции по ускорителям в Дубне. 1963 г. стр. 222—226. Атомиздат, М., 1964.
2. Deutsches Electron—Synchrotron Die Atomwirtschaft, 7. Juli 1964.
3. Ереванский электронный синхротрон на энергию 6 Гэв. Труды международной конференции по ускорителям в Дубне. 1963 г. стр. 235—239. Атомиздат, М., 1964.
4. О. А. Вальднер, Линейные ускорители электронов. Атомиздат, М., 1966.
5. G. L. Nicholls, G. Voss. A 475.76 MHz Linac Chopper. Proceedings of the first National Particle Accelerator, Conference Washington, 1965.

ԻՆՃԵԿՏՈՐԻ ՓՆՋԻ ԽՄԲԱՎՈՐՈՒՄԸ ԱՐԱԳԱՑՆՈՂ ՌԵԶՈՆԱՏՈՐՆԵՐԻ  
ՀԱՃԱԽԱԿԱՆՈՒԹՅԱՄԲ

Ս. Կ. ԵՍԻՆ, Մ. Լ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Արագացնող ռեզոնատորների հաճախականությամբ ինձեկտորի փնջի խմբավորման դեպքում դժային արագացուցիչում արագացվում են միայն այն էլեկտրոնները, որոնք կարող են հետագայում ներգրավվել օղակային արագացուցիչ:

Ուսումնասիրված է կլիստրոնային խմբավորիչների հիմնական բնութագծերը դժային արագացուցիչի հետ աշխատելիս:

Առաջարկված է կասկադային խմբավորում, որը ապահովում է մասնիկների ավելի մեծ ներգրավում օղակային արագացուցիչ:

INJECTOR BEAM BUNCHING AT FREQUENCY OF THE  
ACCELERATING CAVITIES

S. K. YESIN, M. L. PETROSSIAN

Bunching the injector beam at the frequency of the accelerating cavities those electrons are only accelerated in the injector which can be captured by the acceleration regime in the ring accelerator. The main parameters of the klystron buncher operating with linear accelerators are studied. It is proposed a cascade bunching providing more effective capture of the particles by the synchrotron.

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ОПТИКА ЕСТЕСТВЕННО ГИРОТРОПНЫХ СРЕД  
В МАГНИТНОМ ПОЛЕ. I

О. С. ЕРИЦЯН

Рассмотрено распространение электромагнитной волны в оптически активной среде, находящейся в магнитном поле. Получено и проанализировано дисперсионное соотношение. Выяснен характер волн, распространяющихся в такой среде.

Рассмотрим оптически активную среду, помещенную в магнитное поле  $\vec{H}_0$ , направленное вдоль оси  $z$ .

Уравнения Максвелла в такой среде записываются, как обычно [1]:

$$\begin{aligned} [\vec{k} \vec{H}] &= -\frac{\omega}{c} \vec{D}, \\ [\vec{k} \vec{E}] &= \frac{\omega}{c} \vec{B}, \end{aligned} \quad (1)$$

но материальные уравнения, в отличие от ранее рассмотренных, имеют следующий вид:

$$\vec{D} = \vec{E} + i \frac{\gamma}{k} [\vec{k} \vec{E}] + i [g \vec{E}] + \vec{z}_0 \cdot (\varepsilon_3 - \varepsilon) \cdot E_z, \quad \vec{B} = \mu \vec{H}. \quad (2)$$

Здесь  $\varepsilon$  и  $\varepsilon_3$  — диэлектрические проницаемости вдоль направлений  $x$  ( $u$ ) и  $z$ ,  $\mu$  — магнитная проницаемость,  $\gamma$  — параметр гирации, определяющий естественную оптическую активность среды,  $\vec{g} = g(\vec{H}_0)$  — вектор гирации, параллельный внешнему магнитному полю,  $\vec{z}_0$  — единичный вектор в направлении оси  $z$ .

Из уравнений поля (1) и материальных уравнений (2) получаем уравнение для вектора напряженности электрического поля (в Фурье представлении):

$$\vec{k} (\vec{k} \vec{E}) - k^2 \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \mu \left\{ \varepsilon \vec{E} + i \frac{\gamma}{k} [\vec{k} \vec{E}] + i [g \vec{E}] + \vec{z}_0 \sigma E_z \right\} = 0, \quad (3)$$

где  $\sigma = \varepsilon_3 - \varepsilon$ .

Из условия существования ненулевого решения однородной системы (3) получаем

$$\begin{aligned} \mu (\varepsilon + \sigma \cos^2 \alpha) k^4 + \frac{\omega^2}{c^2} \mu [-2\mu^2 \varepsilon^2 + \mu^2 g^2 \sin^2 \alpha - \mu^2 \varepsilon \sigma (1 + \cos^2 \alpha)] \cdot k^2 + \\ + \frac{\omega^4}{c^4} [\mu^3 \varepsilon^2 (\varepsilon + \sigma) - \mu^3 \varepsilon \gamma^2 \sin^2 \alpha - \mu^2 (\varepsilon + \sigma) (\gamma \cos \alpha + g)^2] = 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\alpha$  — угол между волновым вектором  $\vec{k}$  и осью  $z$ .

Замена в дисперсионном соотношении (4) угла  $\alpha$  на  $\pi + \alpha$  меняет уравнение, так как член  $(\gamma \cos \alpha + g)^2$ , стоящий в (4), при замене  $\alpha$  на  $\pi + \alpha$  заменяется на  $(\gamma - \cos \alpha + g)^2$ . Поэтому, если  $\vec{k}$  — решение уравнения (4), то  $-\vec{k}$  не будет решением этого уравнения, так как замена  $\vec{k}$  на  $-\vec{k}$  равносильна замене  $\alpha \rightarrow \pi + \alpha$ .

Уравнение (4) меняется также при замене  $\alpha$  на  $\pi - \alpha$ , так как при такой замене, как и при замене  $\alpha \rightarrow \pi + \alpha$ , величина члена  $(\gamma \cos \alpha + g)^2$  меняется. В частных случаях  $\gamma = 0$  или  $g = 0$  указанные свойства уравнения (4) снимаются.

Точное решение уравнения (4) следующее:

$$k^{\pm 2}(\alpha) = \frac{\omega^2 2\mu^2 \varepsilon^2 - \mu^2 g^2 \sin^2 \alpha + \mu^2 \varepsilon \sigma (1 + \cos^2 \alpha) \pm \eta}{c^2 2\mu (\varepsilon + \sigma \cos^2 \alpha)}, \quad (5)$$

где

$$\eta = \left\{ 4\varepsilon^2 (\gamma + g \cos \alpha)^2 + (g^4 + \sigma^2 \varepsilon^2) \sin^2 \alpha + \right.$$

$$\left. + 2\varepsilon \sigma [2\gamma \cos \alpha + g(1 + \cos^2 \alpha)]^2 + 4\sigma^2 \cos^2 \alpha (\gamma \cos \alpha + g)^2 \right\}^{1/2} \cdot \mu^2. \quad (5)$$

Следуя [2], между компонентами электрического поля из (3) получаем следующие соотношения (при  $k_y = 0$ ):

$$E_x^{\pm} = - \frac{\left( \frac{\omega^2}{c^2} \mu \varepsilon - k^{\pm 2} \right) k_x^{\pm} k_z^{\pm} + \frac{\omega^4}{c^4} \mu^2 \gamma \frac{k_x^{\pm}}{k^{\pm}} \left( \gamma \frac{k_z^{\pm}}{k^{\pm}} + g \right)}{\left( \frac{\omega^2}{c^2} \mu \varepsilon - k^{\pm 2} \right) \left( \frac{\omega^2}{c^2} \mu \varepsilon - k_z^{\pm 2} \right) - \frac{\omega^4}{c^4} \mu^2 \left( \gamma \frac{k_z^{\pm}}{k^{\pm}} + g \right)^2} E_z^{\pm},$$

$$E_y^{\pm} = i \frac{\left( \frac{\omega^2}{c^2} \mu \varepsilon - k_i^{\pm 2} \right) \frac{\omega^2}{c^2} \mu \gamma \frac{k_z^{\pm}}{k^{\pm}} + \frac{\omega^2}{c^2} \mu \left( \gamma \frac{k_z^{\pm}}{k^{\pm}} + g \right) k_x^{\pm} k_z^{\pm}}{\left( \frac{\omega^2}{c^2} \mu \varepsilon - k^{\pm 2} \right) \left( \frac{\omega^2}{c^2} \mu \varepsilon - k_z^{\pm 2} \right) - \frac{\omega^4}{c^4} \mu^2 \left( \gamma \frac{k_z^{\pm}}{k^{\pm}} + g \right)^2} k_z^{\pm}, \quad (6)$$

где знаки „плюс“ и „минус“ соответствуют двум значениям волнового вектора (5). Как видно из (6), волны  $\vec{E}^+$  и  $\vec{E}^-$  имеют эллиптическую поляризацию.

Общее решение уравнения (3) можно записать в виде

$$\vec{E}^{\pm} = (\vec{A}^{\pm} + i\vec{B}^{\pm}) \cdot e^{i(\vec{k}^{\pm} \cdot \vec{r} - \omega t)}. \quad (7)$$

Векторы  $\vec{E}^+$  и  $\vec{E}^-$ , вращаясь, делают полный оборот на длине волны

$$\lambda_{\pm} = \frac{2\pi}{k^{\pm}}. \quad (8)$$

Плоскость поляризации результирующей волны

$$\vec{E} = \vec{E}^+ + \vec{E}^- \quad (9)$$

делает полный оборот на расстоянии

$$l = \frac{4\pi}{|k^+ - k^-|}. \quad (10)$$

Автор благодарен Б. М. Болотовскому и О. С. Мергеляну за обсуждение результатов.

Институт физических исследований  
АН Армянской ССР

Поступила 18 декабря 1967

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, М., 1959.
2. О. С. Мергелян, Изв. АН АрмССР, физико-математические науки 15, 6, 75 (1962).

#### ԲՆԱԿԱՆ ԳԻՐՈՏՐՈՊ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱՆ ՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Հ. Ս. ԵՐԻՏՅԱՆ

Քննարկված է էլեկտրամագնիսական ալիքի տարածումը օպտիկապես ակտիվ միջավայրում, մագնիսական դաշտի առկայությամբ: Ստացված և վերլուծված է դիսպերսիոն առնչությունը: Քննարկված է այդպիսի միջավայրում տարածվող ալիքների բնույթը:

#### THE OPTICS OF NATURALLY GYROTROPIC MEDIA IN THE PRESENCE OF A MAGNETIC FIELD

H. S. ERITSIAN

The propagation of electromagnetic waves in optically active media in the presence of a magnetic field is discussed. The dispersion relation is obtained and analyzed. The character of waves propagating in such a medium is analyzed.

САМОНЕСУЩИЕ ТОНКИЕ ПЛЕНКИ  $Al_2O_3$  БОЛЬШОЙ ПЛОЩАДИ

М. П. ЛОРИКЯН, Р. А. КАВАЛОВ, Н. Н. ТРОФИМЧУК,  
Ж. Д. МАРГАРЯН

Тонкие пленки  $Al_2O_3$  толщиной 100 Å и больше находят широкое применение в экспериментальной физике в качестве подложек, окошек счетчиков, динодов в электронноумножительных системах сквозного типа. Применяемые в настоящее время пленки имеют диаметр не более 30 мм. Получение пленок существенно большего диаметра известными методами [1, 2] невозможно.

В настоящей работе предлагается способ изготовления пленок толщиной 100 Å и больше практически неограниченной площади. Основанием для пленки служит сетка с большим коэффициентом прозрачности, которая образуется вместе с пленкой из одного и того же материала и составляет с ней единое целое. Подобная структура имеет высокую механическую прочность и может применяться также при изготовлении пленок малых диаметров.

Предварительно с большой тщательностью выравненный образец Al (99,99%, 1,5—2 мм) протачивается с одной стороны до толщины 0,4 мм. Затем обратная сторона образца полируется до появления зеркального блеска. Химическим травлением с проточенной стороны толщина образца доводится до 0,2—0,3 мм. Далее образец обезжири-

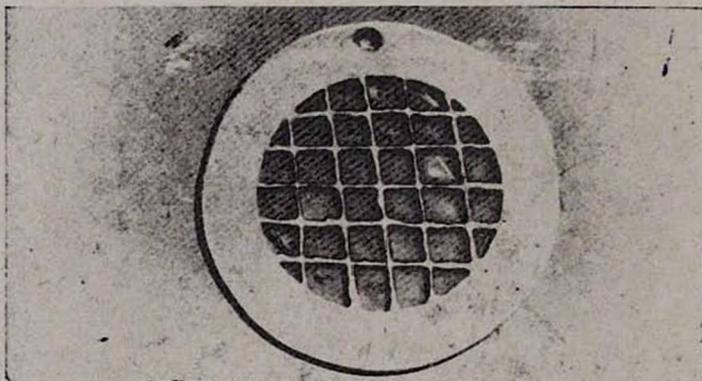


Рис. 1.

вается одним из известных способов и подвергается электролизу по методике, подробно изложенной в работе [1]. После этого на анодированный образец с проточенной стороны наносится сетка из пчелиного воска с желаемым шагом и толщиной линий. Затем к образцу

со стороны нанесенной сетки приклеивается короткий стеклянный цилиндр. В образовавшийся объем заливается 30% р-р NaOH для удаления оксидной пленки. Через несколько минут р-р NaOH выливают, промывают образец дистиллированной водой и, налив в объем 30% р-р HCl, продолжают травление вплоть до появления пленки.

Следует не забывать, что обработку образца растворами NaOH и HCl нужно производить в ванночке с холодной дистиллированной водой.

Очистку готовой решетки с пленкой можно производить с помощью бензина или другого растворителя. На рис. 1 представлена фотография пленки.

Ереванский физический  
институт

Поступила 29 июня 1967

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *L. Hanser, W. Kerler, Rev. Scient. Instrum.*, 29, 380 (1958).
2. *Г. В. Андреев, А. С. Дейнеко, И. Я. Малаков, П. В. Сорокин, А. Я. Таранов, ПТЭ*, № 6, 149, (1961).

Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-ի ՄԵԽ ՄԱԿԵՐԵՍ ՈՒՆԵՑՈՂ ԻՆՔՆԱՏԱՐ ԲԱՐԱԿ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐ

Մ. Պ. ԼՈՐԻԿՅԱՆ, Բ. Լ. ԿԱՎԱԼՈՎ, Ն. Ն. ՏՐՈՖԻՄՉՈՒԿ, Ժ. Դ. ՄԱՐԳԱՐՅԱՆ

Աշխատանքում նկարագրվում է Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-ի մեծ մակերես ունեցող ինքնատար բարակ թաղանթների ստացման մեթոդը:

#### THIN SELF-SUPPORTING Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> FILMS WITH LARGE SURFACES

M. P. LORIKIAN, R. L. KAVALOV, N. N. TROFIMCHUK  
AND J. D. MARKARIAN

A method for the preparation of thin self-supporting Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> films is given.

## ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ K<sup>+</sup>-МЕЗОНОВ

М. П. ЛОРИКЯН

Экспериментальные исследования электро- и фоторождения K<sup>+</sup>-мезонов сталкиваются с известными трудностями их идентификации в условиях большого фона других частиц. В данной заметке предлагается простая методика, позволяющая в некоторых случаях избежать этих трудностей. Метод основан на регистрации продуктов распада остановившихся K<sup>+</sup>-мезонов.

В электронных ускорителях поток ускоряемых частиц состоит из отдельных сгустков, длительностью  $\tau \sim 10^{-9}$  сек. После взаимодействия с мишенью длительность сгустка увеличивается из-за наличия частиц с различными скоростями. Если порог детектора установить выше некоторой скорости  $\beta_{\text{пор}}$ , то время, в течение которого на детектор будут падать регистрируемые частицы, определится следующим образом:

$$\Delta\tau = \frac{S}{\beta_{\text{пор}}} \quad (\text{отсчет времени начинается после попадания частиц с } \beta=1$$

в детектор), где  $S$  расстояние между мишенью и детектором. Теперь, выключая регистрирующее устройство в течение времени  $\tau + \Delta\tau$ , мы полностью исключим регистрацию проходящего излучения. Очевидно, что такая система может регистрировать только частицы с  $\beta < \beta_{\text{пор}}$ , которые попадут в детектор позже, чем  $\tau + \Delta\tau$ . Заряженные продукты распадов остановившихся K<sup>+</sup>-мезонов,  $\pi$  и  $\mu$ -мезоны, имеют скорости соответственно 0,8 и 0,9. Поэтому при  $\beta_{\text{пор}} = 0,7$  мы будем регистрировать остановившиеся K<sup>+</sup>-мезоны, распавшиеся после интервала времени  $\tau + \Delta\tau$ .

Основным фоном в данном случае будет следующее. Тяжелые частицы, протоны (нейтроны), имеющие скорость  $\beta < \beta_{\text{пор}}$ , дойдут до детектора позже, чем  $\tau + \Delta\tau$ , хотя они сами непосредственно не будут регистрироваться, но могут образовать вторичные частицы с  $\beta > \beta_{\text{пор}}$ . Для исключения этого фона следует брать  $\Delta\tau$  из того расчета, чтобы протоны (нейтроны), способные образовать легкие частицы с  $\beta > \beta_{\text{пор}}$ , попали в счетчик в интервале  $\Delta\tau + \tau$ . Основным источником фона такой природы будут  $\delta$ -электроны от протонов. Если установить на электронной части аппаратуры определенный порог, то из-за недостаточности количества излученного света можно, например, исключить электроны с энергией до 20 Мэв, не уменьшая эффективности регистрации  $\pi$  и  $\mu$  мезонов от распада K<sup>+</sup>-мезонов. Если выбрать  $S = 60$  см, то соответственно получим  $\Delta\tau = 10^{-8}$  сек.

Для применения такого метода необходимо иметь определенную скважность и длительность импульсов тока ускорителя. Длительность импульсов определяется из условий  $\tau < \tau_k$ , где  $\tau_k$  время жизни  $K^+$ -мезона, скважность  $T$  из условий  $T \gg \Delta\tau$  и  $T > t_{раз}$ , где  $t_{раз}$  разрешающее время электронных схем.

Этот способ позволяет практически устанавливать детектор под нулевым углом относительно пучка.

В качестве материала черенковского счетчика можно использовать воду или оргстекло.

Ереванский физический институт

Поступила 26 октября 1967

## К<sup>+</sup>-ՄԵԶՈՆՆԵՐԻ ԳՐԱՆՅՄԱՆ ՄԻ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Մ. Պ. ԼՈՐԻԿՅԱՆ

Աշխատանքում նկարագրված է արագացուցիչների վրա  $K^+$ -մեզոնների գրանցման մի դյուրին հնարավորություն, որը կիրառելի է ուրիշ մասնիկների մեծ ֆոնի առկայության պայմաններում:

## ON A POSSIBILITY FOR THE REGISTRATION OF $K^+$ -MESONS

M. P. LORIKIAN

A simple method for the registration of  $K^+$  mesons on accelerators is given.

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Վ. Ս. Սարգսյան. Գալվանոմագնիսական երևույթները անիզոտրոպ կիսահաղորդիչների շերտում	155
Վ. Վ. Բալաշով, Գ. Վ. Մերենիա. Բարդ մասնիկների զուրս մղումով ուղեկցվող էլեկտրոնների կվազի-առաձգական ցրումը միջուկների վրա. II	167
Պ. Հ. Բեգիրզադեյան, Լ. Գ. Գասպարյան. Ցրված սենտզենյան ճառագայթների ինտեսիվության պահանջան օրենքի մասին	180
Խ. Պ. Բարսյան, Ն. Գ. Բոյաջյան, Ն. Լ. Գրիգորով, Լ. Ս. Դավիդովա, Ռ. Ա. Նիմմիկ, Լ. Ի. Սարիշևա, Վ. Ս. Սոբիեյակով, Վ. Յ. Շեստոպերով. Հայն ատոմոսֆերային հեղեղների սպեկտրը ըստ մասնիկների թվի, լեռնային բարձրությունների վրա	189
Խ. Պ. Բարսյան, Ն. Ա. Մարտիրոսյան, Ս. Վ. Միտոյան. Բարձր էներգիաների քվանտների սպեկտրը ծովի մակերևույթից 3250 մ բարձրության վրա	196
Գ. Մ. Ավագյանց, Վ. Մ. Հարությունյան. Կաշողական մակարդակների ազդեցությունը զիտդի վոլտ-ամպերային բնութագրի վրա	200
Ս. Կ. Եսին, Մ. Լ. Պետրոսյան. Ինժեկտորի փնջի խմբավորումը արագացնող սեղանատորի հաճախականությամբ	211

ՀԱՄԱՌՈՏ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ

Հ. Ս. Երիցյան. Բնական գիրտորոպ միջավայրերի օպտիկական մագնիսական դաշտի առկայության դեպքում	217
Մ. Պ. Լորիկյան, Ռ. Լ. Կավալով, Ն. Ն. Տրոֆիմչուկ, Ժ. Գ. Մարգարյան. $Al_2O_3$ -ի մեծ մակերես ունեցող իներնատար բարակ թաղանթներ	220
Մ. Պ. Լորիկյան, $K^+$ -մեզոնների գրանցման մի հնարավորության մասին	222

## СО Д Е Р Ж А Н И Е

	Стр.
<i>В. С. Сардарян.</i> Гальваномагнитные явления в анизотропных полупроводниковых пленках . . . . .	155
<i>В. В. Балашов, Д. В. Мебония.</i> Квазиупругое рассеяние электронов на ядрах с выбиванием сложных частиц. II . . . . .	167
<i>П. А. Безирианиян, Л. Г. Гаспарян.</i> К вопросу о законе сохранения интенсивности рассеяния рентгеновских лучей . . . . .	180
<i>Х. П. Бабаян, Н. Г. Бояджян, Н. А. Григоров, Л. С. Давыдова, Р. А. Ныммик, Л. И. Сарычева, В. А. Собиняков, В. Я. Шестоперов.</i> Спектр широких атмосферных ливней по числу частиц на высотах гор . . . . .	189
<i>Х. П. Бабаян, Н. А. Марутян, С. В. Митоян.</i> Спектр высокоэнергичных квантов на высоте 3250 м над уровнем моря . . . . .	196
<i>Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян.</i> Влияние уровней прилипания на вольт-амперную характеристику диода . . . . .	200
<i>С. К. Есин, М. А. Петросян.</i> Группировка пучка инжектора на частоте ускоряющих резонаторов синхротрона . . . . .	211

### Краткие сообщения

<i>О. С. Ерицян.</i> Оптика естественно гиротропных сред в магнитном поле . . . .	217
<i>М. П. Лорикян, Р. А. Кавалов, Н. Н. Трофимчук, Ж. Д. Маргарян,</i> Самонесущие тонкие пленки $Al_2O_3$ большой площади . . . . .	220
<i>М. П. Лорикян.</i> Об одной возможности регистрации К-мезонов . . . . .	222

