

ՀԱՄԱՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿԱ
ФИЗИКА

1980

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

ԽՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՆԳՐԱ

Ա. Ց. Ամատունի, Վ. Մ. Հաղորդունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղադիրյան (պատասխանատու խմբագիր), Է. Գ. Միգդարեկյան, Մ. Ն. Մավսիսյան, Յու. Գ. Շահնազարյան (պատասխանատու քարտուղար), Է. Գ. Շառոյան, Գ. Ս. Սահակյան, Հ. Հ. Վաղդանյան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

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

Խմբագրության հասցեն՝ 375019, Երևան 19, Բարեկամության, 24 գ, Հեռ. 56-08-31

Адрес редакции: 375019, Ереван-19, Барекамутян, 24-г, тел. 56—08—31

НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ПРЕДЕЛ ПОЛЯРИЗАЦИИ
ВАКУУМА В СИЛЬНОМ ПОЛЕ

Г. Ю. КРЮЧКОВ

Показано, что в низкоэнергетическом пределе фотонные вершины квантовой электродинамики в постоянном внешнем поле выражаются через эффективный лагранжиан. На основе этого вычислены поляризационный оператор и трехфотонная вершина для мягких фотонов в асимптотике слабых и сильных скрещенного и чисто магнитного полей.

1. Введение

Эффект поляризации вакуума во внешнем электромагнитном (ЭМ) поле приводит как к нелинейному взаимодействию фотона с внешним полем, описываемым поляризационным оператором (ПО), так и к собственному взаимодействию фотонов, наиболее интересным следствием которого является процесс расщепления фотона на два фотона: $\gamma \rightarrow \gamma' + \gamma''$.

ПО и функция Грина фотона в постоянных полях $F_{\mu\nu}$ в низшем, однопетлевом приближении картины Фарри получены в работах: [1] — для ЭМ поля общего вида, [2, 3] — для скрещенного поля ($\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$, $E = H$), [4, 5] — для чисто магнитного поля. Процесс расщепления фотона в этом же приближении рассматривался в работах: [4] — для случая магнитного поля, [6] — для случая скрещенного поля.

В настоящей работе изучается низкоэнергетический предел $k_i \ll m$ ПО и n -фотонных вершин $\Gamma^{(n)}$, описывающих n -фотонное взаимодействие в сильном ЭМ поле (k_i — импульсы фотонов).

Наше рассмотрение облегчается тем обстоятельством, что для мягких фотонов, как будет показано в разделе 2, вершины $\Gamma^{(n)}$ выражаются через точный эффективный лагранжиан ЭМ поля. Это позволяет легко вычислять эти величины в однопетлевом и, что существенно*, в двухпетлевом приближениях с помощью поправок Гейзенберга—Эйлера [7]

$$L^{(1)} = \frac{1}{8\pi^2} \int_0^\infty \frac{dS}{S} e^{-im^2 S} \left[\frac{e^2 \eta \varepsilon}{\operatorname{tg}(e\eta S) \operatorname{th}(e\varepsilon S)} - \frac{1}{S^2} + \frac{e^2 (\eta^2 - \varepsilon^2)}{3} \right] \quad (1)$$

и полученного Ритусом [8] двухпетлевого члена $L^{(2)}$ к лагранжевой функции постоянного поля $L_M = (\varepsilon^2 - \eta^2)/2$. В выражении (1)

* Прямое вычисление двухпетлевых вкладов для ПО и $\Gamma^{(n)}$ связано с большими трудностями и поэтому к настоящему времени получена лишь массовая радиационная поправка к ПО для случая скрещенного поля при $k^2 = 0$ [9]. Исследование асимптотик по F многопетлевых вкладов в $\Gamma^{(n)}$ проведено в работе [10] с точки зрения ренормализационной группы.

$$\eta = (\sqrt{F^2 + G^2} + F)^{1/2}, \quad \varepsilon = (\sqrt{F^2 + G^2} - F)^{1/2} \quad (2)$$

есть напряженности магнитного и электрического полей в системе, где они параллельны,

$$F = \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^2 = \frac{1}{2} (H^2 - E^2), \quad G = \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F_{\mu\nu}^* = \mathbf{E} \mathbf{H},$$

$$F_{\mu\nu}^* = \frac{i}{2} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} F_{\rho\sigma}.$$

С другой стороны, такой подход позволяет исследовать физически интересные процессы с мягкими фотонами в асимптотике сильного магнитного поля $H \gg m^2/e$ (m — масса, e — заряд электрона).

Разделы 3, 4 посвящены конкретному вычислению соответственно ПО и трехфотонной вершины для областей слабых ($F \ll F_{\text{кр}} \sim m^2/e$) и сильных ($F \gg F_{\text{кр}}$) полей для случая внешнего поля с инвариантом $G = 0$, включающего: скрещенное ($F = 0$), чисто магнитное ($F > 0$) или электрическое ($F < 0$) поля. В целях иллюстрации в Приложении формулы связи ПО с величиной L получены также с другой точки зрения. Здесь распространение мягких фотонов во внешнем поле описывается как распространение слабых ЭМ волн в «среде». Такой подход был использован в [4, 11] для нахождения показателя преломления вакуума в поле, что соответствовало вычислению ПО для случая реальных фотонов ($k^2 = 0$).

2. Низкоэнергетическая теорема для вершин

В этом разделе мы получим связь n -фотонных вершин $\Gamma^{(n)}$ квантовой электродинамики (КЭ) в постоянном произвольном поле $F_{\mu\nu} \equiv F$:

$$\Gamma^{(n)} \equiv \Gamma_{\{\mu_i\}}^{(n)}(\{k_i\}, F), \quad \sum_{i=1}^n k_i = 0 \quad (3)$$

с эффективным лагранжианом $L(F)$, исходя из функционального формализма для эффективного действия [12]. Здесь k_i — совокупность импульсов n фотонов, μ_i — соответствующая совокупность векторных индексов, $i = 1, \dots, n$; в определении $\Gamma^{(n)}$ выделена δ -функция закона сохранения 4-импульса фотонов $(2\pi)^4 \delta(\sum_{i=1}^n k_i)$, который имеет место в случае постоянного внешнего поля.

Эффективное действие $\Gamma(f, F)$ в КЭ с внешним полем, которое здесь вводится в виде добавочного члена в лагранжиане $L^{\text{ext}} = j_\mu A_\mu$, где A_μ — вектор-потенциал, отвечающий внешнему полю $F_{\mu\nu}$, и $f \equiv f_{\mu\nu}(p) = i(p_\mu a_\nu(p) - p_\nu a_\mu(p))$ — «классическое» поле, соответствующее потенциалу a_μ , j_μ — квантованный ток электронов, является производящим функционалом для вершинных функций $\Gamma^{(n)}$:

$$(2\pi)^4 \delta\left(\sum_{i=1}^n k_i\right) \Gamma_{\{\mu_i\}}^{(n)}(\{k_i\}, F) = i^n \frac{\partial^n \Gamma(f, F)}{\partial a_{\mu_1}(k_1) \dots \partial a_{\mu_n}(k_n)} \Big|_{f=0} = \\ = 2^n (k_{1\mu_1} \dots k_{n\mu_n}) \Gamma_{\{\mu_i\}}^{(n)}(\{k_i\}, F). \quad (4)$$

Соответственно $\gamma^{(n)}$ определяются как функциональные производные величины Γ n -порядка по тензору напряженности $f_{\alpha_i \mu_i}$ при $f = 0$.

Эффективное действие обладает свойством

$$\Gamma(f, F) = \Gamma(f + F), \quad (5)$$

а функциональное разложение через вершины $\gamma^{(n)}$ имеет следующий вид:

$$\Gamma(f + F) = \sum_n \frac{1}{n!} \int \prod_{i=1}^n d^4 k_i f_{\mu_i \alpha_i}(k_i) \gamma_{\{\mu_i \alpha_i\}}^{(n)}(\{k_i\}, F). \quad (6)$$

Как нетрудно видеть из (6), разложение вершин $\gamma^{(n)}(\{k_i\}, F) = \gamma^{(n)}(0, F) + \dots$ в окрестности нулевых импульсов соответствует разложению функционала $\Gamma = \Omega L(f + F) + \dots$ около постоянных значений функций $f_{\mu\nu}^c \equiv \int f_{\mu\nu}(k) d^4 k$ и с помощью соотношения (5) приходим к связи

$$\gamma_{\{\mu_i \alpha_i\}}^{(n)}(0, F) = (\Omega/2^n) \partial^n L(F) / \partial F_{\mu_1 \alpha_1} \dots \partial F_{\mu_n \alpha_n},$$

где Ω — 4-объем. Таким образом, в низкоэнергетическом пределе $k_i \ll m$ зависимость вершин от импульсов выделяется и получаем

$$\Gamma_{\{\mu_i\}}^{(n)}(\{k_i\}, F)|_{k_i \rightarrow 0} = (k_{\mu_1} \dots k_{\mu_n}) \frac{\partial^n L(F)}{\partial F_{\mu_1 \alpha_1} \dots \partial F_{\mu_n \alpha_n}}. \quad (7)$$

В частности, для функции Грина фотона, которая выражается через $\Gamma^{(2)}$ [13]:

$$D_{\mu\nu}^{-1}(k, F) = \Gamma_{\mu\nu}^{(2)}(k, F),$$

эта формула дает

$$D_{\mu\nu}^{-1}(k, F) = k_\alpha k_\beta \partial^2 L(F) / \partial F_{\mu\alpha} \partial F_{\nu\beta}, \quad (8)$$

3. Поляризационный оператор

Перенормированный ПО в поле $F_{\mu\nu}$

$$\Pi_{\mu\nu}(k, k', F) = (2\pi)^4 \delta(k - k') \Pi_{\mu\nu}(k, F)$$

связан с функцией Грина фотона следующим образом:

$$D_{\mu\nu}^{-1}(k, F) = k^2 \delta_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu - a \Pi_{\mu\nu}(k, F) \quad (9)$$

и является калибровочно инвариантной функцией непосредственно $F_{\mu\nu}$; $k^2 = \mathbf{k}^2 - k_0^2$, $a = e^2/4\pi$.

При $G = 0$ для ПО справедливо следующее представление [3], вытекающее из общих свойств релятивистской, градиентной и зарядовой инвариантности теории,

$$\Pi_{\mu\nu} = \left(\delta_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2} \right) P_1 + \frac{\varphi_\mu^* \varphi_\nu^*}{\varphi^2} P_2 + \frac{\varphi_\mu \varphi_\nu}{\varphi^2} P_3, \quad (10)$$

где

$$\varphi_\mu = F_{\mu\nu} k_\nu, \quad \varphi_\mu^* = F_{\mu\nu}^* k_\nu, \quad (11)$$

$P_i = P_i(k^2, \sqrt{F}, \varphi, m, e)$ ($i = 1, 2, 3$) — скалярные функции, зависящие от кинематического (k^2), полевого ($\sqrt{F}$) и смешанного ($\varphi = \sqrt{(F_{\mu\nu} k_\nu)^2}$) инвариантов.

В неинвариантной форме записи параметр φ имеет следующий вид: для скрещенного поля $\varphi = |\mathbf{k}| E (1 - \cos \gamma)$, где γ — угол между векторами $\mathbf{k}$ и $[\mathbf{E} \times \mathbf{H}]$; для чисто магнитного поля $\varphi = |\mathbf{k}| H \sin \rho$, где ρ — угол между $\mathbf{k}$ и $\mathbf{H}$. При $F \rightarrow 0$ амплитуды $P_2, 3$ исчезают и (10) переходит в ПО фотона в вакууме

$$\Pi_{\mu\nu}(k, 0) = (k^2 \delta_{\mu\nu} - k_\mu k_\nu) \pi(k^2/m^2, \alpha),$$

где

$$\pi(k^2/m^2, \alpha) = P_1|_{F \rightarrow 0}/k^2.$$

Переходя в (8) к инвариантам F и G , в интересующем нас случае внешнего поля с $G = 0$ для низкоэнергетического предела функций P_i , обозначаемых той же буквой, из (9) и (10) получаем

$$P_1 = \frac{k^2}{\alpha} \frac{\partial}{\partial F} (L - L_M)|_{G \rightarrow 0}, \quad P_2 = \frac{\varphi^2}{\alpha} \frac{\partial^2 L}{\partial G^2}|_{G \rightarrow 0}, \quad P_3 = \frac{\varphi^2}{\alpha} \frac{\partial^2 L}{\partial F^2}|_{G \rightarrow 0}, \quad (12)$$

где $L_M = -F$ — лагранжиан Максвелла. Нужно отметить, что в этом предельном случае вакуумный вклад $\pi = 0$ и, как следует из (12), $P_1|_{F \rightarrow 0} = 0$.

Формулы (12) позволяют вычислять P_i в двухпетлевом приближении ($P_i = P_i^{(1)} + P_i^{(2)}$) через известный в настоящее время эффективный лагранжиан в двухпетлевом приближении $L = L_M + L^{(1)} + L^{(2)}$ [8].

Вначале рассмотрим область слабых полей $F \ll F_{кр}$, воспользовавшись следующими разложениями по степеням $F/F_{кр}$ лагранжиана:

$$L^{(1)} = \frac{2\alpha^2}{45 m^4} (4F^2 + 7G^2) - \frac{16\alpha^3 \pi}{315 m^8} (16F^3 + 26G^2 F) + \dots, \quad (13)$$

$$L^{(2)} = \frac{\alpha^3}{\pi m^4} \left(\frac{64}{81} F^2 + \frac{263}{126} G^2 \right) + \dots \quad (14)$$

Приведем выражения для случая скрещенного поля:

$$P_1 = 0,$$

$$P_2^{(1)} + P_2^{(2)} = -\frac{7}{45} m^2 \chi^2 \left(1 + \frac{\alpha}{\pi} \frac{263 \cdot 45}{162 \cdot 14} \right), \quad (15)$$

$$P_3^{(1)} + P_3^{(2)} = -\frac{4}{45} m^2 \chi^2 \left(1 + \frac{\alpha}{\pi} \frac{360}{81} \right),$$

где $\chi = e\varphi/m^3$ — общепринятый параметр, из которых видно, что однопетлевые вклады совпадают с известными [2].

Область $F \gg F_{кр}$ мы рассмотрим для случая сильного магнитного поля $H \gg m^2/e$, так как приближение $k \ll m$ автоматически приводит к малости параметра $e\varphi/m^3$, от которого зависят процессы в скрещенном по-

ле, по сравнению с полевым инвариантом $\varphi/m\sqrt{F} \ll 1$. Учитывая, что случаю чисто магнитного поля соответствует выбор переменных $\eta = H$, $\varepsilon = 0$ и что

$$\begin{aligned}\frac{\partial L}{\partial F}\bigg|_{G \rightarrow 0} &= 2 \frac{\partial L}{\partial F^2}\bigg|_{\eta=H, \varepsilon=0}, \quad \frac{\partial^2 L}{\partial F^2}\bigg|_{G \rightarrow 0} = 4 \frac{\partial^2 L}{\partial (\eta^2)^2}\bigg|_{\eta=H, \varepsilon=0}, \\ \frac{\partial^2 L}{\partial G^2}\bigg|_{G \rightarrow 0} &= \frac{2}{\eta^2} \left(\frac{\partial L}{\partial \eta^2} + \frac{\partial L}{\partial \varepsilon^2} \right)\bigg|_{\eta=H, \varepsilon=0},\end{aligned}$$

воспользуемся асимптотическим при $e\eta \gg m^2$ выражением (1), в котором при $\varepsilon \ll m^2$ оставлены также члены порядка ε^2 :

$$L_{as}^{(1)}(\eta, \varepsilon) = \frac{\alpha \eta^2}{6\pi} \left(\ln \frac{e\eta}{\gamma \pi m^2} + \frac{6}{\pi^2} \zeta'(2) \right) + \frac{\alpha \varepsilon^2}{6\pi} \left(\ln \frac{m^2}{2e\eta} + \frac{e\eta}{m^2} + c \right). \quad (16)$$

Здесь $\gamma = e^c$, $c = 0,577 \dots$ — постоянная Эйлера, $\zeta(x)$ — дзета-функция.

Асимптотику (16) можно получить, воспользовавшись разложением (1) при $\varepsilon/\eta \rightarrow 0$

$$L^{(1)}(\eta, \varepsilon) = L^{(1)}(\eta, 0) + \varepsilon^2 \frac{\partial L^{(1)}}{\partial \varepsilon^2}\bigg|_{\varepsilon \rightarrow 0} + \dots,$$

где

$$\begin{aligned}\frac{\partial L^{(1)}}{\partial \varepsilon^2}\bigg|_{\varepsilon \rightarrow 0} &= \frac{e^2}{24m^2} \int_0^\infty dt \exp\left(-\frac{im^2 t}{e\eta}\right) (\operatorname{ctg} t - t^{-1}) = \\ &= \frac{\alpha}{6\pi} \left[\ln \frac{m^2}{2e\eta} + \frac{e\eta}{m^2} - \psi\left(1 + \frac{m^2}{2e\eta}\right) \right], \\ \psi(x) &= d \ln \Gamma(x)/dx,\end{aligned}$$

$\Gamma(x)$ — функция Эйлера. При $e\eta \gg m^2$, используя известную асимптотику для $L_{as}^{(1)}(\eta, 0)$ и учитывая, что $\psi\left(1 + \frac{x}{2}\right)\bigg|_{x \rightarrow 0} = -c + \frac{\pi^2}{12}x + \dots$, действительно получаем (16).

Из формул (12) для асимптотик функций $P_i^{(1)}$ при $k \ll m$, $eH \gg m^2$ получаем*

$$\begin{aligned}P_{1,as}^{(1)} &= \frac{k^2}{\pi} \left(\frac{1}{3} \ln \frac{eH}{m^2} + b_1 \right), \quad P_{3,as}^{(1)} = \frac{k^2}{3\pi} \sin^2 \rho, \\ P_{2,as}^{(1)} &= \frac{k^2}{3\pi} \sin^2 \rho \left(\frac{eH}{m^2} + b_2 \right),\end{aligned} \quad (17)$$

* В работе [5] ПО в магнитном поле выражены через скалярные функции χ_i , связанные с P_i следующим образом: $\chi_1 = \alpha P_1$, $\chi_3 = \alpha P_1 + \alpha P_3$, $\chi_2 = \alpha [P_1 + (\varphi^*)^2 P_2 / \varphi^2]$. Из (17) с точностью до постоянных по H членов получаем $\chi_{1,as}^{(1)} \simeq \chi_{3,as}^{(1)} \simeq \frac{\alpha k^2}{3\pi} \ln \frac{eH}{m^2}$, что совпадает с результатами [5], полученными обычным путем.

где

$$b_1 = \frac{2}{\pi^2} \zeta'(2) - \frac{1}{3} \ln \gamma \pi + \frac{1}{6}, \quad b_2 = \frac{6}{\pi^2} \zeta'(2) - \ln 2 \pi + \frac{1}{2}.$$

Аналогично с помощью двухпетлевой асимптотики

$$L_{as}^{(2)}(\gamma, 0) = \frac{\alpha^2 \gamma^2}{8 \pi^2} \left(\ln \frac{e \gamma}{\gamma \pi m^2} + 4a \right), \quad (18)$$

где постоянная $a = 0,878572...$ вычислена во второй работе [8] путем численного интегрирования, получаем

$$P_{1,as}^{(2)} = \frac{\alpha k^2}{\pi^2} \left(\frac{1}{4} \ln \frac{e H}{m^2} + a_1 \right), \quad (19)$$

где

$$a_1 = \frac{1}{8} + a - \frac{1}{4} \ln \gamma \pi.$$

Как видно из выражений (17) и (19), асимптотики $P_{1,as}^{(1,2)}$ по структуре совпадают соответственно с первыми членами разложения по α обычного вакуумного ПО в асимптотике $k^2 \gg m^2$. Совпадают также коэффициенты при логарифмах, которые являются первыми коэффициентами разложения по α ($\beta_1 = 1/3\pi$, $\beta_2 = 1/4\pi^2$) известной функции Каллана-Симанзика $\beta(\alpha)$ (более подробно эта связь с точки зрения ренормализационной группы будет рассмотрена в другой работе).

4. Трехфотонная вершина

В этом разделе рассматривается трехфотонная вершина $\Gamma_{\mu_1 \mu_2 \mu_3}(k_1, k_2, k_3, F)$ для реальных фотонов $k_1^2 = k_2^2 = k_3^2 = 0$ в случае $G = 0$. Соответствующая амплитуда описывает процесс расщепления фотона на два фотона в скрещенном или магнитном полях. Вершина содержит две инвариантные амплитуды и в пространстве векторов φ_μ , φ_μ^* , определяющих поляризационные состояния фотонов, имеет следующий вид [6]:

$$\Gamma_{\mu_1 \mu_2 \mu_3}(k_1, k_2, k_3, F) = \delta(k_1 + k_2 + k_3) \left\{ \frac{\varphi_{\mu_1}^{(1)} \varphi_{\mu_2}^{(2)} \varphi_{\mu_3}^{(3)}}{\varphi^{(1)} \varphi^{(2)} \varphi^{(3)}} C_1(k_1, k_2, k_3, F) + \right. \\ \left. + \sum_{\text{сим.}} \frac{\varphi_{\mu_1}^{(1)} \varphi_{\mu_2}^{(2)*} \varphi_{\mu_3}^{(3)*}}{\varphi^{(1)} \varphi^{(2)} \varphi^{(3)}} C_2(k_1, k_2, k_3, F) \right\}, \quad (20)$$

где Σ означает симметризацию по всевозможным перестановкам фотонов, векторы $\varphi_\mu^{(i)}$ соответствуют импульсам k_i согласно (11). Условия $k_i^2 = 0$, $k_1 + k_2 + k_3 = 0$ означают, что импульсы k_i коллинеарны:

$$k_1 \equiv k, \quad k_2 = -\theta k, \quad k_3 = -(1 - \theta)k,$$

где $\theta = -\omega_2/\omega_1$, ω — энергия фотона.

Переходя в формуле (7) при $n = 3$ к инвариантам F и G , для низкоэнергетического предела амплитуд C_1 и C_2 получаем

$$C_1 = \theta(1-\theta) \varphi^3 \frac{\partial^3 L}{\partial F^3} \Big|_{G \rightarrow 0}, \quad C_2 = \theta(1-\theta) \varphi^3 \frac{\partial^3 L}{\partial F \partial G^2} \Big|_{G \rightarrow 0}. \quad (21)$$

В однопетлевом приближении для области $F \ll F_{кр}$ вклад в амплитуду дает член порядка α^2 в разложении (13). Для случая скрещенного поля получаем следующие результаты:

$$C_1^{(1)} = -\theta(1-\theta) \chi^3 m \frac{8e^3}{105\pi^2}, \quad C_2^{(1)} = -\theta(1-\theta) \chi^3 m \frac{13e^3}{315\pi^2}, \quad (22)$$

которые совпадают с известными [4, 6]. В случае магнитного поля в выражениях (22) нужно положить $\chi = (e|\mathbf{k}|H/m^3)\sin\rho$.

В асимптотике сильного магнитного поля, воспользовавшись выражением (16) и переходя к переменным η, ε :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^3 L}{\partial F^3} \Big|_{G \rightarrow 0} &= 2^3 \frac{\partial^3 L}{\partial (\eta^2)^3} \Big|_{\eta=H, \varepsilon \rightarrow 0}, \\ \frac{\partial^3 L}{\partial F \partial G^2} \Big|_{G \rightarrow 0} &= 4 \frac{\partial}{\partial \eta^2} \left[\frac{1}{\eta^2} \left(\frac{\partial L}{\partial \eta^2} + \frac{\partial L}{\partial \varepsilon^2} \right) \right] \Big|_{\eta=H, \varepsilon \rightarrow 0}, \end{aligned}$$

в однопетлевом приближении получаем

$$C_1^{(1)} = -\frac{2\alpha}{3\pi} \theta(1-\theta) \frac{|\mathbf{k}|^3}{H} \sin^3 \rho, \quad (23)$$

$$C_2^{(1)} = -\frac{\alpha}{3\pi} \theta(1-\theta) |\mathbf{k}|^3 \sin^3 \rho \left(\frac{e}{m^2} + \frac{2b_2}{H} \right). \quad (24)$$

В двухпетлевом приближении ограничимся приведением выражения для $C_1^{(2)}$:

$$C_1^{(2)} = -\frac{\alpha^2}{4\pi^2} \theta(1-\theta) \frac{|\mathbf{k}|^3}{H} \sin^3 \rho. \quad (25)$$

Этот предельный случай мягких фотонов и сильного магнитного поля в работах [4, 6] не рассматривался.

Как было отмечено в [8], а также можно усмотреть из формул (13), (14) и (16), (18), независимо от величины поля $L^{(2)} \sim \alpha L^{(1)}$. Из формул (12) и (21) следует, что аналогичная ситуация имеет место и для ПО и трехфотонной вершины.

В заключение автор выражает благодарность Б. Л. Воронову и В. И. Ритусу за обсуждения и ценные советы.

Приложение

Исходим из уравнения для поля $\Phi_{\mu\nu}(x) = F_{\mu\nu} + f_{\mu\nu}(x)$, являющегося суперпозицией постоянного $F_{\mu\nu}$ и волнового $f_{\mu\nu} = \partial_\mu a_\nu - \partial_\nu a_\mu$, $a_\mu = \epsilon_\mu e^{ikx}$ полей [11],

$$\partial_\alpha \left(\frac{\partial L}{\partial F_\Phi} \Phi_{\mu\nu} + \frac{\partial L}{\partial G_\Phi} \Phi_{\mu\nu}^* \right) = 0,$$

$$F_{\Phi} = \frac{1}{4} \Phi_{\mu\nu}^2, \quad G_{\Phi} = \frac{1}{4} \Phi_{\mu\nu} \Phi_{\mu\nu}^*,$$

следующего, например, из вариационного принципа для действия с $L(F_{\Phi}, G_{\Phi})$.

Линеаризуя это уравнение по полю $f_{\mu\nu}$, которое пропорционально k , для вектора-потенциала a_{μ} получаем уравнение

$$\left[\frac{\partial L}{\partial F} (k^2 \delta_{\mu\nu} - k_{\mu} k_{\nu}) + \frac{\partial^2 L}{\partial G^2} \varphi_{\mu}^* \varphi_{\nu}^* + \frac{\partial^2 L}{\partial F^2} \varphi_{\mu} \varphi_{\nu} + \right. \\ \left. + \frac{\partial^2 L}{\partial F \partial G} (\varphi_{\mu}^* \varphi_{\nu} + \varphi_{\mu} \varphi_{\nu}^*) \right] a_{\nu}(k) = 0.$$

Для случая $G = 0$ используя условие

$$(\partial^2 L / \partial F \partial G)|_{G=0} = 0,$$

которое легко понять, если учесть, что эта величина является псевдоскаляром, выражающимся через G , и вследствие своей конечности обращается в нуль вместе с G , приходим к уравнению, описывающему распространение трех мод слабых ЭМ волн в «среде»,

$$[k^2 \delta_{\mu\nu} - k_{\mu} k_{\nu} - a \Pi_{\mu\nu}(k, F)] a_{\nu}(k) = 0,$$

где ПО дается формулами (10) и (12).

Институт физических исследований
АН Арм. ССР

Поступила 4.IX.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Е. Баталин, А. Е. Шабад. ЖЭТФ, 60, 894 (1971).
2. Н. Б. Нарожный. ЖЭТФ, 55, 714 (1968).
3. V. I. Ritus. Ann. Phys., 69, 555 (1972).
4. S. L. Adler. Ann. Phys., 67, 599, (1971).
5. A. E. Shabad. Ann. Phys., 90, 166 (1975).
- А. Е. Шабад. Краткие сообщения по физике, 3, 13 (1976).
6. В. О. Папанян, В. И. Ритус. ЖЭТФ, 61, 2231 (1971); 65, 1756 (1973).
7. W. Hetsenberger, H. Euler. Zs. Phys., 98, 714 (1936).
- J. Schwinger. Phys. Rev., 82, 664 (1951).
8. В. И. Ритус. ЖЭТФ, 69, 1517 (1975); 73, 807 (1977).
9. Д. А. Морозов, Н. Б. Нарожный. ЖЭТФ, 72, 44 (1977).
10. Б. А. Воронов, Г. Ю. Крючков. ТМФ, 41, № 1 (1979).
- Z. Bialynicka-Birula, I. Bialynicka-Birula. Phys. Rev., D2, 2341 (1970).
12. S. Coleman, E. Weinberg. Phys. Rev., D7, 1888 (1973).
13. G. Jona-Lasinio. Nuovo Cim., 34, 1790 (1964).

ՎԱԿՈՒՈՒՄԻ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՑԱՄԻ ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ՍԱՀՄԱՆՈՐ
ՈՒԺԵՂ ԴԱՇՏՈՒՄ

Դ. ՅԱՆ. ԿՐՅՈՒՉԿՈՎ

Ցույց է տրված, որ արտաքին հաստատուն դաշտում բվանտային էլեկտրադինամիկայում ֆառոնային դազաթեորը ցածր էներգիաների սահմանային դեպքում արտահայտվում են էֆեկ-

տիվ լազրանթիանի միջոցով: Օգտագործելով այդ կապը, հաշված են բեռնացման օպերատորը և եռաֆոտոնային դադաթը թույլ և ուժեղ ինչպես խաչված այնպես և մազնիսական արտաքին դաշտերի դեպքում:

LOW-ENERGY LIMIT OF VACUUM POLARIZATION IN AN INTENSE FIELD

G. Yu. KRYUCHKOV

It is shown, that in the low-energy limit the photon vertices of quantum electrodynamics in an external constant field are expressed through the effective Lagrangian. Using these relations the polarization operator and three-photon vertex for the cases of soft photons is calculated in the asymptotics of weak crossed fields as well as of weak and strong magnetic field.

ПОДБАРЬЕРНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В СТАЦИОНАРНОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ

Г. М. АРУТЮНЯН, Х. В. НЕРКАРАЯН

Вычислен межзонный коэффициент поглощения в стационарной сверхрешетке в «классическом» случае, когда внешний квант связывает подбарьерные электронные состояния в зонах. Изучено влияние двумерных экситонов на это поглощение и проведено сравнение с экспериментом. Рассмотрение ведется с учетом фазовой пространственной неоднородности волны в таких структурах.

1. В последнее время резко повысился интерес к искусственным периодическим структурам — сверхрешеткам (СР). Наиболее привлекательной особенностью СР структур является то, что их периодический потенциал может быть создан искусственно. Это позволяет рассматривать их в качестве веществ с управляемыми в широких диапазонах физическими параметрами.

В обзоре [1] обсуждаются основные черты энергетического спектра полупроводников со СР, а также изучаются их кинетические и оптические свойства. В работе [2] рассматривается возможность усиления электромагнитных волн в СР, а в [3] строится теория электрических и электромагнитных свойств таких систем с использованием метода матрицы плотности.

В плане первых экспериментальных попыток реализации СР структур наиболее перспективным оказывается метод периодического чередования различных полупроводниковых слоев из класса A^3B^5 и их твердых растворов [4—7]. К настоящему времени в этом направлении достигнут значительный прогресс. Так, например, в работе [8] сообщается о синтезе и наблюдении четкой эпитаксиальной сверхструктуры, выращенной периодическим осаждением монослоев $CaAs$ и $AlAs$ с использованием методики молекулярных пучков, предложенной в [9]. В работе [8] экспериментально исследовались электронные свойства выращенных СР структур с помощью оптического поглощения и спектров люминесценции.

2. Все существующие методы получения СР приводят к одномерной ситуации. Поэтому их свойства можно изучать, рассматривая движение электронов в поле дополнительного периодического потенциала $V_{SL}(z)$, изображенного на рис. 1 (потенциал с большой точностью можно считать прямоугольным [10]); здесь oz — ось СР, а d — ее период.

Решение уравнения Шредингера с потенциалом $V_{SL}(z)$ приводит к хорошо известным минизонным структурам, которые подразделяются на подбарьерные и надбарьерные и описываются в приближении сильной и

слабой связи. Исходя из приближения сильной связи, запишем энергетический спектр и волновую функцию электрона в U - и c -зонах, отсчитывая

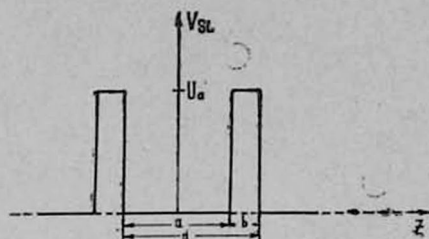


Рис. 1.

энергию от середины запрещенной зоны Δ и рассматривая для простоты $m_c = m_v = m^*$, где m^* — эффективная масса*:

$$E_{s,s'}^{v,c} = \mp \frac{\Delta}{2} \mp \frac{\hbar^2 k_p^2}{2m^*} \mp \varepsilon_{s,s'} \mp \Delta_{s,s'} \cos k_z d, \quad (1)$$

$$\Psi_{s,s'}^{v,c} = u^{v,c}(r) e^{-ik_p \rho} \frac{1}{\sqrt{M}} \sum_{\gamma=0}^M e^{-ik_z \gamma d} \varphi_{s,s'}(z - \gamma d). \quad (2)$$

В выражении (1) индексы s и s' нумеруют подбарьерные минизоны соответственно в U - и c -зонах, k_z и k_p — волновые векторы электрона вдоль оси CP и в перпендикулярном направлении; $\Delta_{s,s'}$ и $\varepsilon_{s,s'} = \varepsilon_{s,s'}^{(0)}$ — $\varepsilon_{s,s'}^{(1)}$ — величины, задающиеся параметрами CP [1] ($\varepsilon_s^{(0)}$ — энергия электрона в потенциальной яме конечной высоты, а $\varepsilon_s^{(1)}$ и Δ_s — поправочные члены к энергии, возникающие из-за перекрытия волновых функций соседних ям). В выражении (2) $u^{v,c}(r)$ — модулирующий блоховский фактор с периодом основного кристалла, M — число периодов CP , $\varphi_s(z)$ — волновая функция s -уровня одиночной ямы.

Рассмотрим переход из подбарьерного состояния U -зоны в подбарьерное состояние c -зоны под действием поля $A(z, t) = A_p^0 \exp[-i(\omega t - qz)]$, где ω — частота световой волны, q — волновой вектор, учет которого при распространении вдоль оси CP необходим [11]. Предполагаем также выполненным условие

$$\Delta_{s,s'} \gg \max\{k_0 T, \hbar/\tau\}, \quad (3)$$

при котором наиболее ярко проявляется минизонный характер спектра CP (k_0 — постоянная Больцмана, τ — время релаксации).

В этих условиях для коэффициента межзонного подбарьерного поглощения можно получить выражение

$$\alpha^0(\omega) = \sum_{s,s'} \alpha_{ss'}^0(\omega) = \frac{e^2 m^* |v_{cv}|^2}{\pi^2 \hbar^2 c \omega} \sum_{s,s'} |F_{ss'}(q\omega)|^2 G_{ss'}(\omega), \quad (4)$$

где v_{cv} — скорость продольных межзонных переходов, N — показатель

* Заметим, что приближение эффективной массы оказывается незаконным, когда $\Delta \leq U_0$ [1]. В нашем случае реализуется обратное условие ($U_0 < \Delta$).

преломления исходной среды, а $F_{ss'}$ — функция, немонотонным образом зависящая от параметра qa :

$$F_{ss'}(qa) = C_s C_{s'} \left[\frac{\sin(k_s a - \pi n)/2 \sin(k_{s'} a - \pi n')/2}{\gamma_s + \gamma_{s'} + iq} \exp(-iqa/2) + \right. \\ \left. + \frac{\sin(k_s a + \pi n)/2 \sin(k_{s'} a + \pi n')/2}{\gamma_s + \gamma_{s'} - iq} \exp(iqa/2) - \right. \\ \left. - \frac{i^{n+n'}}{2} \frac{\sin(k_s + k_{s'} + q)a/2}{k_s + k_{s'} + q} + \frac{i^{n-n'}}{2} \frac{\sin(k_s - k_{s'} + q)a/2}{k_s - k_{s'} + q} + \right. \\ \left. + \frac{i^{n'-n}}{2} \frac{\sin(k_s - k_{s'} + q)a/2}{k_s - k_{s'} + q} - \frac{i^{n-n'}}{2} \frac{\sin(k_s + k_{s'} - q)a/2}{k_s + k_{s'} - q} \right], \quad (5)$$

$$C_s = \left[\frac{a}{2} - \frac{\sin(k_s a + \pi n)}{2k_s} + \frac{\sin^2(k_s a + \pi n)/2}{\gamma_s} \right]^{-1/2}, \quad (6)$$

$$\hbar k_s = [2m^* \varepsilon_s^{(0)}]^{1/2}, \quad \hbar \gamma_s = [2m^* (U_0 - \varepsilon_s^{(0)})]^{1/2}, \quad n = 0, 1, 2, 3. \quad (7)$$

Основная частотная зависимость в (4) определяется поведением величины $G_{ss'}(\omega)$, представляющей собой интеграл

$$G_{ss'}(\omega) = \frac{\hbar^2}{m^*} \int_{-\pi/d}^{\pi/d} dk_z \int_{(ЗБ)} \delta \left[\frac{\hbar^2}{m^*} k_p^2 + W_{ss'} + f_{ss'}(k_z q) - \hbar \omega \right] dk_p^2, \quad (8)$$

где ЗБ означает зону Бриллюэна и введены обозначения

$$W_{ss'} = \Delta + \varepsilon_s + \varepsilon_{s'}, \quad (9)$$

$$f_{ss'}(k_z, q) = \Delta_s \cos k_z d + \Delta_{s'} \cos(k_z + q)d. \quad (10)$$

Из (8) видно, что поведение $G_{ss'}(\omega)$ в трех областях различно. В двух крайних областях $G_{ss'}(\omega)$ принимает постоянные значения:

$$G_{ss'}(\omega) = \begin{cases} 0, & \hbar \omega < W_{ss'} + \min f_{ss'}(k_z, q) \\ \frac{2\pi}{d}, & \hbar \omega > W_{ss'} + \max f_{ss'}(k_z, q). \end{cases} \quad (11)$$

Если же ω лежит в области, где выполняется условие $\hbar \omega = W_{ss'} + f_{ss'}(k_z, q)$, то $G_{ss'}(\omega)$ равно сумме всех тех отрезков в первой минизоне Бриллюэна, для которых $f_{ss'}[k_z, q(\omega)] \leq f_{ss'}[k_z, q(\omega)]$.

В частном случае $qd \ll 1$ (когда пространственная фазовая неоднородность волны не учитывается) функция $G_{ss'}(\omega)$ принимает простой вид, повторяющий форму плотности состояний в СР [1]:

$$G_{ss'}(\omega) = \frac{2}{d} \arccos \left(\frac{W_{ss'} - \hbar \omega}{2|\Delta_s|} \right), \quad W_{ss'} - 2|\Delta_s| \leq \hbar \omega \leq W_{ss'} + 2|\Delta_s|. \quad (12)$$

Заметим, что частотный интервал при фиксированном d увеличивается с ростом номера уровня минизоны ($\Delta_s \sim \exp[-\gamma_s d]$).

3. Эффект кулоновского взаимодействия электронов и дырок на спектр основного поглощения вблизи порога хорошо известен. В принци-

пе такой эффект при низких температурах необходимо принимать во внимание и в случае образцов, пространственно ограниченных по одному из измерений (двумерные полупроводники [12, 13], размерно-квантованные пленки [14, 15], СР структуры [8, 16]).

Рассмотрим поведение коэффициента межзонного поглощения в СР при учете кулоновского взаимодействия генерируемых в подбарьерных состояниях электронно-дырочных пар.

Для частоты оптического перехода в областях дискретного спектра в СР будем иметь

$$\hbar\omega_l = W_{ss'} + \min f_{ss'}(k_z, q) - R_0(l+1/2)^{-2}, \quad l=0, 1, 2, \dots, \quad (13)$$

где первые два члена в правой части (13) обусловлены СР структурой, а третий — двумерным кулоновским взаимодействием. Здесь $R_0 = m^*e^4/4\hbar^2\kappa^2$, κ — диэлектрическая проницаемость, $l = |m| + l_p$ — главное квантовое число ($m, l_p = 0, 1, 2, \dots$ — соответственно азимутальное и радиальное квантовые числа). Экситонная постоянная Ридберга есть $R = 4R_0$, что связано с фактором двумерности пространства. Из (13) видно, что дислокация дискретных состояний весьма чувствительна к параметрам СР. Можно показать [17], что коэффициент поглощения в этом случае будет иметь форму дельта-функционных пиков. Фактор, учитывающий электронно-дырочное взаимодействие в области дискретного спектра, есть [11]

$$|\Phi(0)|^2 = \rho_0^{-2}(l+1/2)^{-2}, \quad \rho_0 = 2\hbar^2\kappa/m^*e^2. \quad (14)$$

Он указывает на достаточно сильную зависимость сил осцилляторов от l . Полный коэффициент поглощения в областях дискретного спектра в СР будет представлять собой набор дельта-функционных пиков, локализуемых перед каждым новым порогом минизоны. Заметим также, что коэффициент поглощения будет зависеть от фотонного волнового вектора q посредством функции $|F_{ss'}|^2$, определяемой (5).

Коэффициент поглощения в областях непрерывного спектра будет иметь вид (11)

$$\alpha^{ex}(\omega) = \sum_{s, s'} \alpha_{ss'}^0(\omega) \left\{ 1 + \exp \left[-2\pi \left(\frac{R_0}{\hbar\omega - W_{ss'} - \min f_{ss'}(k_z, q)} \right)^{1/2} \right] \right\}^{-1}. \quad (15)$$

Легко видеть, что поглощение в этих областях также чувствительно к параметрам СР и зависит существенно от фотонного волнового вектора.

Полученные результаты позволяют дать простую интерпретацию экситонным эффектам при межзонном подбарьерном поглощении в СР (рис. 2). На рисунке пунктирная линия соответствует поведению коэффициента поглощения при переходах между подбарьерными состояниями без учета экситонного эффекта при $qa \ll 1$. Сплошные дельта-функционные пики соответствуют связанным экситонам Мотта. В минизонном спектре поглощения они проявляются в виде узких линий и имеют наибольшую интенсивность вблизи первого порога [8]. В СР их энергия связи прибли-

зительно равна 0,014 эВ, что при низких температурах в четыре раза превышает аналогичную величину в массивном образце (например, CaAs).

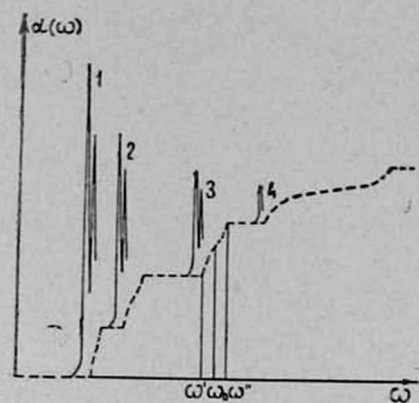


Рис. 2.

Радиус экситона в массивном CaAs $r_{ex} \approx 2,8 \cdot 10^{-6}$ см, что обеспечивает выполнение условия двумерности $a < r_{ex}$ (ширина ямы $a = 2 \cdot 10^{-6}$ см [8]). При этом для радиуса первой боровской орбиты ($l=0$) в СР получаем $r_{ex} \approx 0,7 \cdot 10^{-6}$ см. Для $l \neq 0$ радиусы резко возрастают. Подобная группа связанных состояний наблюдается перед каждым новым порогом при переходе к следующей непрерывной области.

Как видно из рис. 2, энергетическое расстояние между группами состояний 1 и 2 меньше, чем группами 2 и 3, что можно понять,

если исходить из специфики СР структур. Из (15) видно, что учет экситонных эффектов вдали от порогов приводит к эффективному уменьшению величины поглощения (на рис. 2 это изменение не отражено). Оценки показывают, что уже в переходе (4→4) это уменьшение может достичь 25%. Заметим, что подобная тенденция наблюдалась в эксперименте [8].

Скачки в непрерывных областях (в отличие от модели с бесконечно высокими стенками) более плавно переходят в область плато из-за поведения функции G_{ss} . Ширина областей с плавным переходом в СР структурах увеличивается с ростом номеров связываемых минизон. Например, для перехода (3→3) эта величина составляет 0,03 эВ, а для перехода (4→4) — 0,1 эВ, если высота барьера при этом $U_0 \approx 0,25$ эВ.

Заметим, однако, что вышеприведенные рассуждения и оценки для CaAs верны, пока $qa \ll 1$, т. е. для частот $\omega \approx 2,4 \cdot 10^{15}$ с⁻¹ и ширины ямы $a = 2 \cdot 10^{-6}$ см; например, для частоты $\omega = 2,7 \cdot 10^{15}$ с⁻¹ это условие выполняется хуже.

Учет фазовой пространственной неоднородности в СР приводит к снятию запретов в переходах между подбарьерными минизонами с $s \neq s'$. Этот факт может проявиться или в широкозонных СР структурах, или при увеличении периода СР (например, в эксперименте [8] достаточно ширину ямы a увеличить в несколько раз). При этом пространственная неоднородность окажет влияние на частотную зависимость и приведет к сглаживанию экситонных эффектов в дискретных и непрерывных областях поглощения.

НИИ физики конденсированных
сред ЕГУ

Поступила 20.II.1980

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Я. Шук. ФТП, 8, 1841 (1974).
2. Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сулис. ФТП, 5, 797 (1971).
3. Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сулис. ФТП, 6, 148 (1972).
4. М. Н. Овсянников и др. ФТП, 4, 2225 (1970).
5. А. Е. Blakslee, G. F. Aliotta. IBM, J. Res. Dev., 14, 686 (1970).
6. Ж. И. Алферов, Ю. В. Жуляев, Ю. В. Шмарцев. ФТП, 5, 196 (1971).
7. L. Esaki. Proc. Int. Conf. Phys. Chem. Semicond., Budapest, 1971, v. I, p. 13.
8. A. C. Gossard et al. Appl. Phys. Lett., 29, 323 (1976).
9. A. Y. Cho, J. L. Artur. Progress in Solid State Chemistry, Ed. by G. Somjai and J. McColdin (Pergamon, New York), 1975, v. 10, p. 157.
10. А. Я. Шук. ФТП, 6, 1268 (1972).
11. Г. М. Арутюнян, Х. В. Неркарян. Препринт НИИ ФКС-79-02, 1979.
12. M. Shinada, S. Sugano. J. Phys. Soc. Japan, 21, 1936 (1966).
13. O. Akimoto, H. Hasegawa. J. Phys. Soc. Japan, 22, 181 (1967).
14. Г. М. Арутюнян, М. Г. Арутюнян, А. С. Саакян. ФТТ, 21, 1586 (1979).
15. А. А. Келдыш. Письма ЖЭТФ, 29, 716 (1979).
16. G. H. Döhler. Phys. St. Sol., B52, 79 (1972).
17. Г. А. Бир, Г. Е. Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках, М., 1972, стр. 547.

ԵՆԹԱԱՐԳԵԼԱԿԱՅԻՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ՍՏԱՑԻՈՆԱՐ ԳԵՐՑԱՆՑՈՒՄ

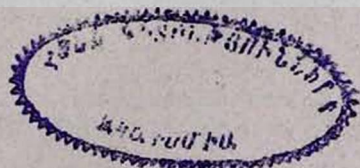
Գ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Խ. Վ. ՆԵՐԿԱՐԱՅԱՆ

Աշխատանքում հաշվված է ստացիոնար դերցանցի միջոցառման կլանման գործակիցը «կլասիկ» դեպքում, երբ լուսային ալիքը կապում է տարբեր զոնաներում գտնվող ենթաարգելակային էլեկտրոնային վիճակները։ Ուսումնասիրված է երկչափ էքսիտոնների ազդեցությունը կլանման գործակիցի մեծության վրա և կատարված է համեմատություն փորձի հետ։ Դիտարկվածը կատարված է հաշվի առնելով ալիքի տարածական փուլային անհամասեռությունը։

SUB-BARRIER ABSORPTION IN A STATIONARY SUPERLATTICE

G. M. HARUTYUNYAN, Kh. V. NERKARYAN

The calculation of the interband absorption coefficient was carried out in the "classical" case, when the frequency of light was assumed to bind two miniband sub-barrier states of different bands. The influence of two-dimensional Mott excitons on this absorption was studied and a comparison with experiment was made. All these considerations were carried out taking into account the photon wave vector (the phase spatial inhomogeneity).



ПРОМЕЖУТОЧНАЯ ЗОНА АНТЕНН С КАЧАНИЕМ ЛУЧА

С. М. МАРТИРОСЯН, В. И. КУЛЕШОВ

Определены границы промежуточной зоны антенных систем с качанием луча. Показано, что размеры промежуточной зоны при измерении динамической диаграммы направленности зависят от скорости сканирования и отличаются от соответствующих размеров в статическом режиме. Рассмотрены случаи фазового и частотного сканирования. Определено понятие зоны раскрыва антенных систем с электрическим качанием луча. Показано, что при малой скорости сканирования эта зона совпадает с зоной раскрыва несканирующих антенн. При высокочастотных измерениях характеристик быстро сканирующих больших антенн по полям в промежуточной зоне и зоне раскрыва необходим учет скорости сканирования.

1. Введение

Определению промежуточной зоны* антенной системы посвящено много работ (например, [1, 2]). В частности, структура поля ближней зоны антенной решетки исследована в работе [3], где она разбита на пять областей, границы между которыми определяются размерами решетки, т. е. числом ее излучателей. Необходимость более детального рассмотрения этого вопроса для антенн с качанием луча диктуется тем обстоятельством, что это определение имеет свою специфику, связанную с влиянием конечной скорости распространения электромагнитных волн, и нуждается в уточнении; это особенно существенно для быстросканирующихся ФАР (фазированная антенная решетка).

Влияние скорости сканирования на характеристики антенн в динамическом режиме исследовано в ряде работ [4—6], где рассмотрены искажения диаграммы направленности при больших скоростях сканирования. Кроме того, размеры зон, на которые обычно делится поле излучения антенны, становятся зависимыми от скорости сканирования и отличаются от размеров зон в статическом режиме. В частности, в работе [7] исследована зависимость расстояния до дальней зоны от скорости сканирования.

2. Общие соотношения

Характеристики антенн с электрическим качанием луча удобно измерять в динамическом режиме, т. е. когда измерительный зонд устанавливается неподвижно относительно раскрыва антенны, а отклонение луча производится электрическим способом. Измеренная при этом диаграмма

* В литературе промежуточную зону называют также зоной Френеля, что, на наш взгляд, неудачно, особенно для антенн с электрическим качанием луча.

направленности называется динамической. Для анализа возможности ее измерения по полям в зоне раскрыва и в промежуточной зоне необходимо уточнить известное понятие промежуточной зоны применительно к описанному случаю.

Принято считать, что промежуточная зона простирается от границы дальней зоны до нижней границы справедливости применения приближений Френеля. Практически нижней границей для промежуточной зоны считается то расстояние R , на котором член с x^3 в биномиальном представлении для r_x вносит фазовую ошибку не более $\pi/8$ рад, где

$$r_x = \sqrt{R^2 - 2Rx \sin \theta + x^2} \quad (1)$$

есть расстояние между точками наблюдения и текущей точкой на раскрыве линейной антенной системы, R — расстояние от центра раскрыва до точки наблюдения, θ — угол между нормалью к антенне и направлением на точку наблюдения, x — координата излучателя (для простоты рассмотрен случай линейной антенны). Такой выбор аналогичен определению дальней зоны, когда член с x^2 на расстояниях $R > 2D^2/\lambda$ вносит фазовую погрешность менее $\pi/8$ рад.

Как было показано в работе [7], поле излучения антенны с распределением поля в раскрыве, зависящим от времени, может быть представлено в виде

$$E(M, t) = \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial}{\partial t} \int_{-D/2}^{+D/2} \frac{a\left(x, t - \frac{r_x}{c}\right)}{r_x} dx, \quad (2)$$

где D — длина антенны, M — точка наблюдения, c — скорость света, $a(x, t)$ — мгновенное распределение поля в раскрыве.

Для интересующих нас расстояний (граница промежуточной зоны) полагая в знаменателе выражения (2)

$$r_x = R, \quad (3)$$

а в числителе —

$$r_x = \sqrt{R^2 - 2Rx \sin \theta + x^2} \approx R - x \sin \theta + \frac{x^3}{2R} \cos^2 \theta + \frac{x^3}{2R^2} \sin \theta \cos^2 \theta, \quad (4)$$

получим

$$E(M, t) = \frac{1}{4\pi R c} \frac{\partial}{\partial t} \int_{-D/2}^{+D/2} a\left(x, t' + \frac{x}{c} \sin \theta - \frac{x^3}{2Rc} \cos^2 \theta - \frac{x^3}{2R^2 c} \sin \theta \cos^2 \theta\right) dx, \quad (5)$$

где $t' = t - R/c$ — время запаздывания.

Для сканирующей линейной решетки N ненаправленных точечных излучателей мгновенное поле в раскрыве записывается в виде

$$a(x, t) = \sum_{n=0}^{N-1} A(x) \delta(x - x_n) e^{i[\omega_0 t - \psi(x, t)]}, \quad (6)$$

где $A(x)$ — амплитудное распределение, $\psi(x, t)$ — фазовое распределение, ω_0 — несущая частота излучения.

3. Фазовое сканирование

Пусть качание луча происходит по линейному закону. В этом случае фазовое распределение имеет вид

$$\psi(x, t) = k_0 x \sin \alpha t, \quad (7)$$

где $k_0 = \omega_0/c$, α — скорость сканирования.

Подставим (6) и (7) в (5), полагая скорость сканирования малой по сравнению с ω_0 . Опустив постоянный множитель, для амплитуды поля излучения сканирующей решетки на расстоянии R получим выражение

$$E(M, t) = \sum_{n=0}^{N-1} i \left\{ \omega_0 - k_0 x_n \alpha \cos \alpha \left[t' + \frac{x_n}{c} \sin \theta - \frac{x_n^2}{2Rc} \cos^2 \theta - \frac{x_n^3}{2R^2c} \sin \theta \cos^2 \theta \right] \right\} A(x_n) \exp i \left[\omega_0 - k_0 x_n \sin \alpha \left(t' - \frac{x_n}{c} \sin \theta - \frac{x_n^2}{2Rc} \cos^2 \theta - \frac{x_n^3}{2R^2c} \sin \theta \cos^2 \theta \right) + k_0 x_n \sin \theta - \frac{k_0 x_n^2}{2R} \cos^2 \theta - \frac{k_0 x_n^3}{2R^2} \sin \theta \cos^2 \theta \right]. \quad (8)$$

Для промежуточной зоны имеем

$$E(M, t) = \sum_{n=0}^{N-1} i \left[\omega_0 - k_0 x_n \alpha \cos \alpha \left(t' - \frac{x_n}{c} \sin \theta - \frac{x_n^2}{2Rc} \cos^2 \theta \right) \right] \times \\ \times A(x_n) \exp i \left[\omega_0 - k_0 x_n \sin \alpha \left(t' + \frac{x_n}{c} \sin \theta - \frac{x_n^2}{2Rc} \cos^2 \theta \right) + k_0 x_n \sin \theta - \frac{k_0 x_n^2}{2R} \cos^2 \theta \right]. \quad (9)$$

Расстояние до нижней границы промежуточной зоны можно определить из сравнения выражений (8) и (9) при условии, чтобы разность числителей экспонент этих выражений не превышала $\pi/8$. Этот критерий дает

$$\left| -k_0 x_n \sin \alpha \left(t' - \frac{x_n}{c} \sin \theta - \frac{x_n^2}{2Rc} \cos^2 \theta \right) + k_0 x_n \sin \alpha \left(t' + \frac{x_n}{c} \sin \theta - \frac{x_n^2}{2Rc} \cos^2 \theta - \frac{x_n^3}{2R^2c} \sin \theta \cos^2 \theta \right) + \frac{k_0 x_n^3}{2R^2} \sin \theta \cos^2 \theta \right|_{\max} \leq \frac{\pi}{8}. \quad (10)$$

Положим, что аргумент второго синуса мал (это означает также малость аргумента первого синуса). Тогда

$$\left| \frac{k_0 x_n^3}{2R^2} \sin \theta \cos^2 \theta - k_0 \frac{\alpha x_n^4}{2R^2 c} \sin \theta \cos^2 \theta \right|_{\max} \leq \frac{\pi}{8} \quad (11)$$

или

$$\left| \sin \theta \cos^2 \theta \frac{k_0 x_n^3}{2R^2} \left(1 - \frac{\alpha x_n}{c} \right) \right|_{\max} \leq \frac{\pi}{8}. \quad (12)$$

Выражение (12) достигает своего максимального значения при $\theta = 35^\circ 20'$. Подставив также $k_0 = 2\pi/\lambda$ и $x_{\max} = D/2$, где D — наибольший размер раскрыва, после несложных вычислений получаем

$$R_{\min} \geq 0,62 \sqrt{\frac{D^3}{\lambda} \left(1 - \frac{\alpha D}{2c} \right)}. \quad (13)$$

Как видно из выражения (13), нижняя граница промежуточной зоны зависит от величины скорости сканирования и отличается от соответствующего расстояния в статическом режиме.

4. Частотное сканирование

Пусть на вход линейной решетки, состоящей из N ненаправленных излучателей с расстоянием d между ними, подаются частотно-модулированные колебания с пилообразным законом модуляции

$$\omega = \omega_0 + \alpha t \quad \text{при} \quad 0 \leq t \leq T, \quad (14)$$

где T — период сканирования.

В комплексном виде колебания имеют вид

$$\exp i \left(\omega_0 t + \frac{\alpha t^2}{2} \right). \quad (15)$$

Мгновенное распределение поля по излучателям, очевидно, есть

$$a(x_n, t) = A(x_n) \exp i \left[\omega_0 t - k_0 \gamma n d + \frac{\alpha t^2}{2} - \frac{\alpha \gamma n d t}{c} + \frac{\alpha (\gamma n d)^2}{2c^2} \right], \quad (16)$$

где γ — коэффициент замедления волны, возбуждающей решетку, $n = 0, \dots, (N-1)$ — номер излучателя.

Подставив (16) в (5), выполнив дифференцирование и опустив постоянные множители, для амплитуды поля получим

$$\begin{aligned} E(M, t) = \sum_{n=0}^{N-1} i \left[\omega_0 - \frac{\alpha \gamma n d}{c} + \alpha \left(t' + \frac{x_n}{c} \sin \theta - \frac{x_n^2}{2Rc} \cos^2 \theta - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{x_n^3}{2R^2 c} \sin \theta \cos^2 \theta \right) \right] A(x_n) \exp i \left[\omega_0 \left(t' + \frac{x_n}{c} \sin \theta - \frac{x_n^2}{2Rc} \cos^2 \theta - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{x_n^3}{2R^2 c} \sin \theta \cos^2 \theta \right) - k_0 \gamma x_n + \frac{\alpha (\gamma x_n)^2}{2c^2} - \frac{\alpha \gamma x_n}{c} \left(t' + \frac{x_n}{c} \sin \theta - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{x_n^2}{2Rc} \cos^2 \theta - \frac{x_n^3}{2R^2 c} \sin \theta \cos^2 \theta \right) + \frac{\alpha}{2} \left(t' + \frac{x_n}{c} \sin \theta - \frac{x_n^2}{2Rc} \cos^2 \theta - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{x_n^3}{2R^2 c} \sin \theta \cos^2 \theta \right)^2 \right]. \quad (17) \end{aligned}$$

Для промежуточной зоны соответственно имеем

$$E(M, t) = \sum_{n=0}^{N-1} i \left\{ \omega_0 - \alpha t' + \alpha \left[\frac{nd}{c} \sin \theta - \frac{(nd \cos \theta)^2}{2 Rc} - \frac{\alpha \gamma nd}{c} \right] \right\} \times \\ \times A(x_n) \exp i \left\{ \omega_0 \left[t' - \frac{nd}{c} \sin \theta - \frac{(nd \cos \theta)^2}{2 Rc} \right] - k_0 \gamma nd + \frac{\alpha (\gamma nd)^2}{c^2} + \right. \\ \left. + \frac{\alpha}{2} \left[t' + \frac{nd}{c} \sin \theta - \frac{(nd \cos \theta)^2}{2 Rc} - \frac{\alpha \gamma nd}{c} \left[t' + \frac{nd}{c} \sin \theta - \frac{(nd \cos \theta)^2}{2 Rc} \right] \right] \right\}. \quad (18)$$

Если воспользоваться тем же критерием промежуточной зоны, что и выше, то получим

$$\left| \frac{k_0 x_n^3}{2 R^2} \sin \theta \cos^2 \theta - \frac{\alpha \gamma x_n^4}{2 R^2 c^2} \sin \theta \cos^2 \theta + \frac{\alpha}{2} \left(t' + \frac{x_n}{c} \sin \theta - \frac{x_n^2}{2 Rc} \cos^2 \theta \right)^2 - \right. \\ \left. - \frac{\alpha}{2} \left(t' + \frac{x_n}{c} \sin \theta - \frac{x_n^2}{2 Rc} \cos^2 \theta - \frac{x_n^3}{2 R^2 c} \sin \theta \cos^2 \theta \right) \right|_{\max} \leq \frac{\pi}{8}. \quad (19)$$

Преобразуя это выражение и пренебрегая членами высшего порядка малости, находим

$$\left| \frac{x_n^3}{2 R^2} \left(\omega_0 + \frac{\alpha}{c} t' \right) \sin \theta \cos^2 \theta \right|_{\max} \leq \frac{\pi}{8}. \quad (20)$$

Максимум левой части неравенства достигается при $\theta = 35^\circ 20'$. Окончательно имеем

$$R_{\min} \geq 0,62 \sqrt{\frac{D^3 (2\pi c - \alpha T \lambda)}{2\pi \lambda c}}. \quad (21)$$

Здесь, как и в предыдущем случае, расстояние до промежуточной зоны зависит от величины скорости сканирования. При нулевой скорости сканирования выведенные соотношения (13) и (21) переходят в известные выражения в статическом режиме.

Границами зоны раскрыва естественно взять сверху нижнюю границу промежуточной зоны, а снизу — физическую поверхность самой ФАР. Полученные выражения для нижней границы промежуточной зоны и для дальней зоны [7] дают более полное представление о делении ближнего поля антенн с качанием луча.

5. Заключение

Численные оценки показывают, что увеличение расстояния до нижней границы промежуточной зоны при $D = 30$ м и $\alpha = 10^4$ с⁻¹ составляет величину порядка 1%. Для антенн с более высокими скоростями сканирования это изменение будет значительно больше, и при проведении высокоточных измерений необходимо учитывать эти поправки для нижней границы промежуточной зоны. Следует отметить, что существует определенная по-

грешность из-за применения приближения Кирхгофа. Однако эта погрешность практически равна нулю при $\theta = 0$ [8], т. е. именно там, где рассматриваемый эффект из-за сканирования максимален.

Авторы выражают искреннюю благодарность П. М. Геруни за внимание к работе и ценные указания.

ВНИИРИ, г. Ереван

Поступила 12.X.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. С. Хансен. Сканирующие антенные системы СВЧ, Изд. Советское радио, М., 1971.
2. Г. Т. Марков, Д. Н. Сазонов. Антенны, Изд. Энергия, М., 1975.
3. Thomas E. Baldwin, A. T. Adams. "IEEE Int. Electromagnet. Compatib. Symp. Rec., Philadelphia, Pa, 1971", New York, 1971, p. 131.
4. Н. Г. Пономарев. Радиотехника и электроника, 7, 949 (1962).
5. Fung-I Tseng, D. K. Cheng. J. Phys., 42, 1358 (1964).
6. Р. К. Арора, В. Д. Агравал. ТИИЭР, 62, 192 (1974).
7. С. М. Мартirosян, В. И. Кулешов. Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 211 (1978).
8. Л. А. Вайнштейн. Теория дифракции и метод факторизации, Изд. Советское радио, М., 1966.

ՀԱՅՎՈՐԴ ՀԱՌԱԳԱՅԹՈՎ ԱՆՏԵՆԱՆԵՐԻ ՄԻՋԱՆԿՅԱԼ ԳՈՏԻՆ

Ս. Մ. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ, Վ. Ի. ԿՈՒԼԵՇՈՎ

Հաշված է ճոճվող ճառագայթով անտենաներից մինչև միջանկյալ գոտին ընկած տարածությունը: Ցույց է տրված, որ միջանկյալ գոտու չափսերը դինամիկ դիագրամայի չափման ժամանակ կախված են ճառագայթի թեքման արագությունից և տարբերվում են ստատիկ ուժի մի չափսերից: Դիտարկված են փուլային և հաճախային ճոճման դեպքեր: Որոշված է էլեկտրաճոճվող ճառագայթով անտենային համակարգերի բացվածքի զաղափարը: Ցույց է տրված, որ ճոճման փոքր արագությունների դեպքում այդ գոտին համընկնում է նույն չափսերի ճոճվող ճառագայթով անտենայի համապատասխան գոտուն: Արագ ճոճվող ճառագայթով մեծ անտենաների բնութագրերը միջանկյալ գոտում և բացվածքի գոտում դաշտերի ճշգրիտ չափումների միջոցով որոշման դեպքում անհրաժեշտ է հաշվի առնել ճոճման արագությունը:

THE INTERMEDIATE ZONE OF ANTENNAS WITH BEAM SWINGING

S. M. MARTIROSYAN, V. I. KULESHOV

The boundaries of the intermediate zone for an antenna system with beam swinging have been defined. It is shown that the dimensions of this zone during the measurement of dynamic patterns depends on the scanning rate and differ from those in the static regime. The cases of phase and frequency scanning are considered. The definition of an aperture zone for antenna systems with electrical beam swinging is given. It is shown that at low scanning rates this zone coincides with that for non-scanning antennas. For high precision measurements of fast scanning large antennas over the fields in the intermediate and aperture zones it is necessary to take into account the scanning rates.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЮОНОВ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ПОТОКА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ МЕТОДОМ ИСКРОВОГО КАЛОРИМЕТРА НА В/С АРАГАЦ

Т. А. АСАТИАНИ, С. В. ТЕР-АНТОНЯН

Приводятся предварительные экспериментальные данные по исследованию мюонов высоких энергий, полученные на в/с Арагац методом искрового калориметра (ИК). Работа искрового калориметра совместно с магнитным спектрометром позволила получить экспериментально выборочные коэффициенты корреляции между энергией мюона ($E_\mu > 10$ ГэВ) и информацией, полученной после его прохождения через искровой калориметр. В работе содержатся также анализ теоретических расчетов по прохождению мюонов через ИК с малым числом рядов и сравнение с экспериментальными данными.

Арагацский искровой калориметр (рис. 1) предназначен для продолжения исследований мюонов горизонтального потока космических лу-

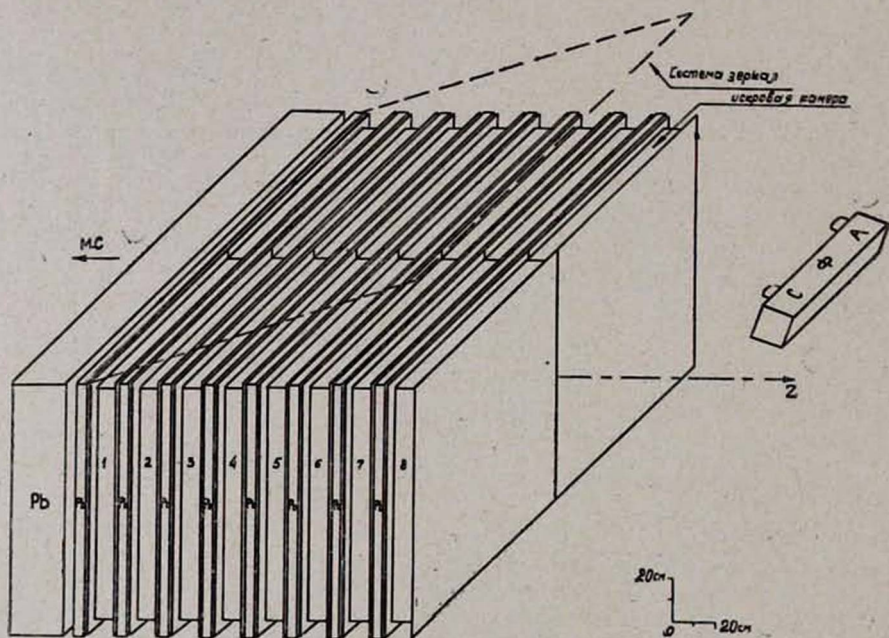


Рис. 1. Арагацский искровой калориметр.

чей, начатых нами в 1970 г. на магнитном спектрометре Арагац. Идея оценки энергии высокоэнергичных мюонов по малым толчкам, создаваемым мюонами в поглотителе в результате прямого образования e^+e^- -пар, бы-

ла высказана в работе [1] и экспериментально осуществлена в виде искрового калориметра в работе [2]. Преимущество такого метода измерения энергии в области $E \gtrsim 10^{12}$ эВ обусловлено тем обстоятельством, что эффективное сечение прямого образования e^+e^- -пар растет с энергией E_μ мюона как $[\ln E_\mu/m_\mu]^2$ и при энергии порядка 10^{13} эВ примерно на два порядка превышает сечение образования тормозного фотона той же энергии.

1. Установка

Арагацский искровой калориметр (ИК) представляет собой 8 рядов из 16 широкозазорных искровых камер с размерами $120 \times 120 \times 12$ см³, прослоенных свинцовым поглотителем толщиной 5 см. Съем информации с калориметра осуществляется при помощи зеркальной системы специальным стереофотоаппаратом со стереобазой в 52 см.

ИК может быть использован как совместно с магнитным спектрометром, так и автономно. При работе со спектрометром светосила установки составляет 70 см² стерад, при самостоятельной работе — 5000 см² стерад. За ~ 700 часов работы ИК совместно со спектрометром нами было зарегистрировано 6500 прохождений мюонов через установку с $E_\mu \gtrsim 10$ ГэВ.

2. Анализ теоретических расчетов

Численные расчеты по прохождению высокоэнергичных мюонов через искровой калориметр, подобный нашему, был выполнен рядом авторов как методом Монте-Карло [2, 3], так и численным интегрированием [4]. Рассмотрим некоторые особенности этих расчетов.

Основными типами взаимодействий мюонов высоких энергий с веществом поглотителя (свинец) обычно являются δ -процесс, тормозное излучение и прямое образование e^+e^- -пар. Сечения этих процессов хорошо изучены и представлены во многих работах. К сожалению для описания электромагнитных ливней нет простых аналитических выражений, обладающих достаточной точностью в широком диапазоне энергий, и поэтому приходится применять некоторые приближения. Так, в работах [2, 3] авторы используют аппроксимационную формулу Отта, применимую при $\ln(E_{e,\gamma}/\beta) > 1$. При численном расчете частоты образования более чем n электронов с энергией, большей E , в точке наблюдения t мюоном с энергией E_μ применяют формулу

$$R(E_\mu, \geq n, E, t) = \int_{E_{\min.}(E_\mu, \geq n)}^{E_{\max.}(E_\mu)} dE_{e,\gamma} \frac{\partial W(E_\mu, E_{e,\gamma})}{\partial E_{e,\gamma}} L(E_{e,\gamma}, \geq n, E, t), \quad (1)$$

где $W(E_\mu, E_{e,\gamma})$ — дифференциальная вероятность взаимодействия мюона, а $L(E_{e,\gamma}, \geq n, E, t)$ — эффективный слой генерации ливня с параметрами n, E, t , вызванного электроном или фотоном с энергией $E_{e,\gamma}$ [5, 6].

В работе [4] выражение для L получено методом наименьших квадратов из каскадных кривых Иваненко и Самосудова [7] и представлено в виде ступенчатой функции

$$L(E_{e, \gamma}, \geq n, E, t) = \begin{cases} (a_n \ln E_{e, \gamma} + b_n) U(x) + c_{n, t} (1 - U(x)) & \text{при } E_{e, \gamma} > E_{\text{мин.}} (\geq n), \\ 0 & \text{при } E_{e, \gamma} \leq E_{\text{мин.}} (\geq n), \end{cases} \quad (2)$$

где

$$x = E_{n, t} - E_{e, \gamma}, \quad U(x) = \begin{cases} 1, & x > 0 \\ 0, & x < 0, \end{cases}$$

а коэффициенты a_n , b_n , $c_{n, t}$, $E_{n, t}$ и $E_{\text{мин.}} (\geq n)$ табулированы для различных значений n и t .

Ясно, что точность расчета спектра толчков (1) от мюонов высоких энергий зависит от точности аппроксимационных формул каскадных кривых. Кроме того, достаточно спорным вопросом является энергетический спектр электронов в точке наблюдения и зависимость его от углового разрешения регистрирующего прибора (в нашем случае — искровой камеры).

Известно, что большинство частиц в ливне (область максимума), обладая энергией ниже критической энергии β , в свинце полностью рассеяны, вплоть до обратных направлений [6]. Следовательно результаты эксперимента, в котором измерительный прибор располагается за свинцом, по существу не могут сравниваться с теоретическими расчетами без учета рассеяния. Применение же искровых камер для детектирования вторичных частиц еще более ухудшает ситуацию, так как при углах $30 \div 40^\circ$ эффективность их резко падает. Таким образом, чем ниже предполагается энергия обрезания E критической энергии β , тем точнее надо учитывать угловые распределения электронов в ливне. В работе [2] берется $E \approx 5$ МэВ, а в [4] — $E \approx 10$ МэВ.

Следующим важным фактором является неучет флуктуаций в развитии электронно-фотонного каскада в большинстве теоретических расчетов. Это приближение тем лучше, чем больше переданная каскаду энергия, т. е. чем больше число частиц в каскаде. Пренебрежение флуктуациями приводит к завышенным значениям $E_{\text{мин.}} (E_{\gamma}, \geq n)$ в выражении (1), что неизбежно должно сказаться на величине $R(E_{\gamma}, \geq n, E, t)$, так как все сечения взаимодействия мюонов в свинце имеют вид

$$d\sigma(E_{\gamma}, \nu) = F(E_{\gamma}, \nu) \frac{d\nu}{\nu}, \quad (3)$$

где $\nu = E_{e, \gamma} / E_{\gamma}$, а $F(E_{\gamma}, \nu)$ — убывающая функция ν . Так, например, $E_{\text{мин.}} (E_{\gamma}, \geq 1)$ в работах [2, 3] принимается равной 100 МэВ, а в [4] — около 200 МэВ, в то время как учет флуктуаций позволяет рассматривать переданные энергии $E_{\text{мин.}} \approx E$, что очень существенно при $n \approx 1$, а исследования именно в этой области толчков необходимы для искровых калориметров с малым числом (≤ 10) поглотителей (рядов).

3. Анализ экспериментальных данных

За время работы арагацкого искрового калориметра было получено 6 серий предварительных данных по ~ 1000 случаев восьмирядовых прохождений мюонов через ИК в каждой серии. Каждое событие характеризовалось следующими величинами:

а) полным числом вторичных частиц во всех рядах ИК

$$S = \sum_{i=1}^8 n_i; \quad (4)$$

б) кратностью «взаимодействия» K_p , т. е. числом рядов с $n \geq p$ ($p = 1, 2, \dots, 10$) [8];

в) наличием «взаимодействия» в смежных рядах ИК для $K_p \geq 2$.

Для проверки однородности результатов 6 серий экспериментов и корректного их объединения нами применялся для заданного уровня значимости α критерий Кокрена, по которому проверялась гипотеза однородности выборочных дисперсий $\sigma_j^2(K_i)$ согласно формуле

$$G_m = \sigma_m^2(K_1)_{\max} / \sum_{j=1}^6 \sigma_j^2(K_1) < G_{\alpha, N-1}, \quad (5)$$

где N — объем выборки и t — критерий Стьюдента по проверке гипотезы однородности выборочных средних $\bar{K}_{1,j}$:

$$t = \frac{|\bar{K}_{1,j} - \bar{K}_{1,j+1}|}{\sigma_{tot}(K_1) \sqrt{1/N_j + 1/N_{j+1}}} > t_{\alpha, f}, \quad (6)$$

$f = N_j + N_{j+1} - 2$ — число степеней свободы [9].

Расчеты показали, что с доверительной вероятностью 95% результаты всех шести серий можно считать однородными и использовать как одну совокупность. Отметим, что при обработке данных на ЭВМ эти критерии можно применять для более малых выборок (данные одной фотопленки) и таким образом выявлять явные промахи (недопроявка пленки).

Сравнение экспериментальных данных с теоретическими расчетами представлено на рис. 2 и 3, где $H_n(i)$ и $H_{>n}(i)$ — вероятности регистрации вторичных частиц для каждой из 8 искровых камер. Короткие пунктирные линии соответствуют средним значениям H для данного n , длинным пунктиром показаны теоретические расчеты [2, 4]. Видно, что искровые отсеки достаточно однородны по своей эффективности регистрации, и это позволяет нам сравнивать результаты эксперимента с теорией. Из сравнения следует, что для $n < 3$ расчеты значительно занижены и это объясняется, как было указано в разделе 2, большой чувствительностью этой области как к флуктуациям в развитии электронно-фотонного каскада, так и к выбору энергии обрезания E .

Отметим также, что расчетные значения H_n и $H_{>n}$ получены нами интегрированием (1) по энергетическому спектру мюонов $N(E_\mu) dE_\mu$, приведенному в работах [10, 11],

$$H_n(\geq n) = \int_{E_{\mu, \min}}^{\infty} R(E_{\mu}, n(\geq n), E, t) N(E_{\mu}) dE_{\mu} \quad / \quad \int_{E_{\mu, \min}}^{\infty} N(E_{\mu}) dE_{\mu}, \quad (7)$$

а значения R взяты нами из работ [2, 4].

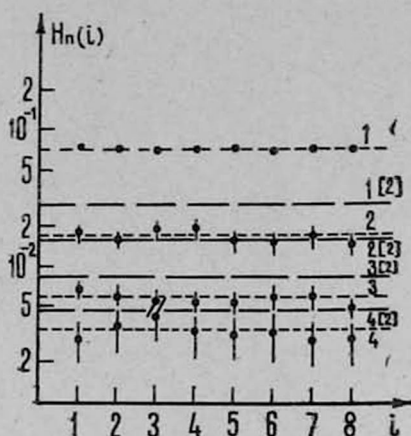


Рис. 2.

Рис. 2. Вероятность регистраций n электронов в i -ом отсеке ИК.
Рис. 3. Вероятность регистрации $\geq n$ электронов в i -ом отсеке ИК.

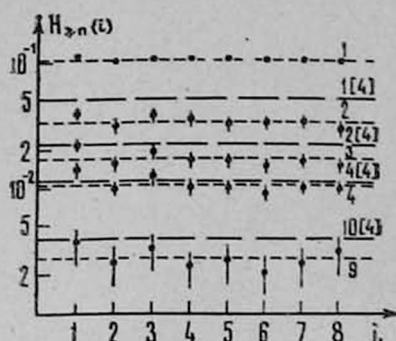


Рис. 3.

На рис. 4 представлен дифференциальный спектр суммарного толчка S (4) в калориметре. Пунктирной кривой изображена аппроксимация методом наименьших квадратов для $S \geq 3$.

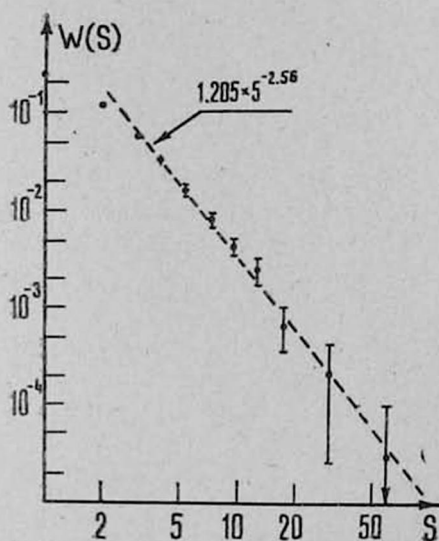


Рис. 4.

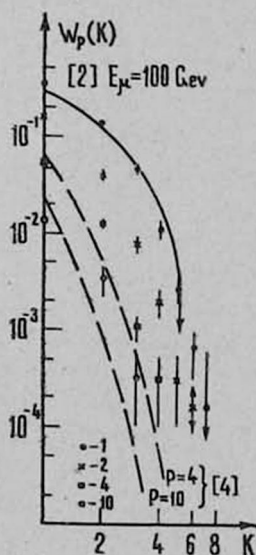


Рис. 5.

Рис. 4. Дифференциальный спектр суммарного толчка в ИК.
Рис. 5. Спектр кратности для различных порогов p числа частиц в отсеках ИК.

Из работы Гедалина [12] следует, что когда дифференциальный энергетический спектр мюонов имеет вид

$$N(E_\mu) dE_\mu \sim E_\mu^{-\gamma} dE_\mu \quad (8)$$

и моменты чисел частиц в ливнях, порождаемых мюонами, есть

$$M_l \sim E_{e,\gamma}^{sl}, \quad (9)$$

где s — возрастной параметр ливня, то при равновесии, когда $s = 1$, дифференциальный спектр толчков можно представить в виде

$$W(n) dn \sim n^{-\gamma} dn, \quad (10)$$

где γ — наклон спектра толчков, который совпадает с наклоном спектра мюонов (8). Из рис. 4 следует хорошее совпадение показателя спектра толчков с показателем энергетического спектра, полученного нами методом магнитного спектрометра в работах [10, 11]. Аналогичные результаты для вертикального спектра получены в работе [2]. Несмотря на невысокую точность, результат на рис. 4 указывает на то, что приближение равновесия ($s = 1$) и условие (9) хорошо выполняются в области суммарных толчков $S \approx 10$.

На рис. 5 представлено распределение кратностей $W_p(K)$ для различных порогов p ($p = 1, 2, 4, 10$) числа частиц в отсеках. Сплошной кривой изображен расчет Монте-Карло [2] для $E_\mu = 100$ ГэВ, пунктирными кривыми — расчет из работы [4] по формуле

$$W_p(K) = C_s^K \int_{E_{\mu, \min.}}^{\infty} \Phi^K (1 - \Phi)^{8-K} N(E_\mu) dE_\mu \quad / \quad \int_{E_{\mu, \min.}}^{\infty} N(E_\mu) dE_\mu, \quad (11)$$

где $N(E_\mu) dE_\mu$ — дифференциальный спектр мюонов [9], $\Phi = R(E_\mu, \geq p, E, t = 10 \text{ р. ед.})$ — из выражения (1).

Из наблюдаемого превышения (рис. 5) экспериментальных данных для $p = 4, 10$ и $K_p > 1$ над расчетными можно сделать следующие заключения:

а) мюонный спектр более пологий, чем это было получено в работе [10];

б) при значениях $p \geq 4$ возрастной параметр ливня $s < 1$ и наблюдается эффект проникновения ливней из ряда в ряд, что приводит к «перекачке» значений $W_p(K)$ из области малых $K_p \approx 1$ в область больших K_p . Ясно, что за проникающие через ряд ливни ответственны в основном тормозное и неупругое взаимодействия мюонов.

Как было отмечено выше, существует возможность совместной работы ИК с магнитным спектрометром, максимально измеримый импульс которого ~ 1 ТэВ/с. Нами получены предварительные данные (~ 1000 событий) по прохождению мюонов через ИК с известным импульсом ($P_\mu \geq 10$ ГэВ/с), измеренным в магнитном спектрометре. Методика измерения импульсов P_μ описана в работе [10].

Это позволило нам получить выборочные коэффициенты корреляции $\rho(P_\mu, \xi)$, характеризующие связь импульса мюона P_μ с информацией ξ , полученной после прохождения мюона через ИК ($\xi = K_p, S, S^*$ и т. д.).

В таблице приведены значения $\rho(P_\mu, K_p)$, полученные нами экспериментально, где $\rho \pm \delta_\rho$ — доверительные интервалы для выборочного коэффициента корреляции, рассчитанные с уровнем значимости $\alpha = 0,01$; в последних двух столбцах приведены расчетные значения из [2].

Таблица

p	$\rho(P_\mu, K_p)$	δ_ρ	ρ [2]	δ_ρ [2]
1	0,304	0,09	0,34	0,02
2	0,390	0,08	—	—
3	0,343	0,09	—	—
4	0,27	0,09	—	—

Коэффициент корреляции между импульсом мюона и полным числом частиц в калориметре S (4) оказался равным

$$\begin{aligned} \text{а} \quad \rho(P_\mu, S) &= 0,34 \pm 0,09 (0,18 \pm 0,06 [2]), \\ \rho(S, K_1) &= 0,63 \pm 0,06 (0,73 \pm 0,04 [2]). \end{aligned}$$

Для величины $S^* = S/(8 - K_1)$ получили

$$\rho(P_\mu, S^*) = 0,3 \pm 0,09.$$

Несколько завышенные значения $\rho(P_\mu, K_1)$ и $\rho(K_1, S)$, полученные в работе [2], можно объяснить, как было указано в разделе 2, пренебрежением флуктуациями, ослабляющими корреляционную зависимость. Причина расхождения $\rho(P_\mu, S)$ с расчетами Монте-Карло нам пока не ясна и требует дальнейшего исследования.

На рис. 6 представлено распределение кратностей срабатывания установки для различных энергетических интервалов и различных порогов p на число частиц. Из таблицы видно, что с увеличением p коэффициент корреляции $\rho(P_\mu, K_p)$ растет, достигая максимума при $p = 2$, а затем убывает. Действительно, с увеличением порога p в основном селективируются ливни, возникшие от прямого образования $e^+ e^-$ -пар, в то время как ливни от δ -процесса подавляются. А для данного числа рядов ИК и данного энергетического интервала (а следовательно и данной статистики) имеется оптимальное значение, при котором коэффициент корреляции $\rho(P_\mu, K_p)$, а следовательно и связь между энергией и кратностью, максимальны. В нашем случае оптимальное значение p оказалось равным 2. Для калориметра с числом рядов больше восьми, а также в случае $E_{\text{г. мин.}} \gg 10 \text{ ГэВ}$ $P_{\text{опт.}} > 2$. Отметим также, что функция распределения $W(K_1, E_2)$ достаточно хорошо (с доверительной вероятностью 0,8) описывается распределением Пуассона (короткий пунктир на рис. 6а)

$$W(K_1, E_\mu) \simeq \exp \{ - \bar{K}_1(E_\mu) \} \bar{K}_1(E_\mu)^{K_1} / K_1!; \quad (12)$$

длинный пунктир соответствует расчету из работы [2].

При $p = 2$ (рис. 6б) можно рекомендовать распределение Полли

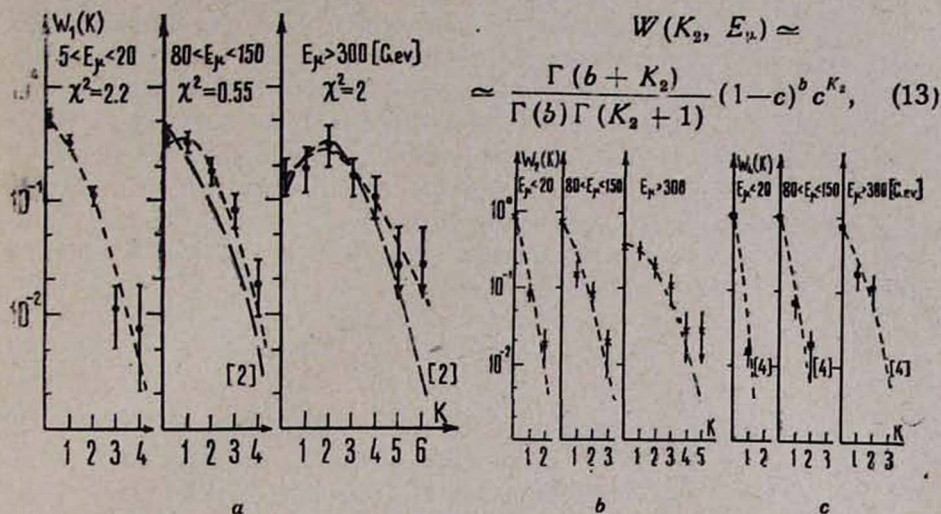


Рис. 6. Распределение кратности для различных энергетических интервалов при пороге: а) $p = 1$; б) $p = 2$; в) $p = 4$.

где $b = \bar{K}_2^2 / (\sigma_{K_2}^2 - \bar{K}_2)$, $c = (\sigma_{K_2}^2 - \bar{K}_2) / \sigma_{K_2}^2$, причем $\sigma_{K_2}^2 > \bar{K}_2$. При $p = 4$ (рис. 6с) пунктирная кривая соответствует расчетам работы [4].

Зависимость $\bar{K}_p(E_\mu)$ представлена на рис. 7. Видно, что вплоть до энергий ~ 1 ТэВ зависимость почти логарифмически линейная, т. е.

$$\ln \bar{K}_p \approx a_p \ln E_\mu + b_p, \quad (14)$$

а значения a_p и b_p можно найти методом наименьших квадратов.

На рис. 8 представлено распределение суммарного толчка для различных энергетических интервалов. Из сравнения с рис. 6 видно, что суммарный толчок, так же как и кратность, достаточно хорошо коррелирует с энергией мюона, т. е. $\rho(P_\mu, K_1) \approx \rho(P_\mu, S)$.

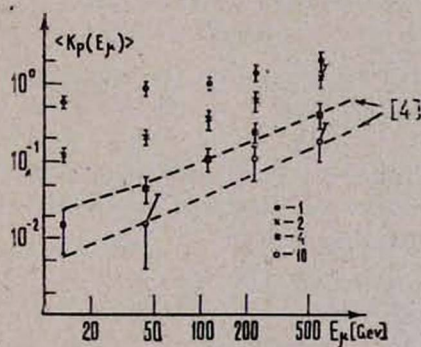


Рис. 7.

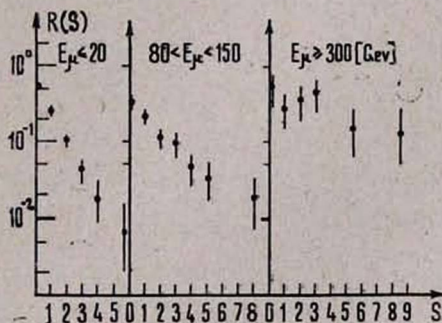


Рис. 8.

Рис. 7. Зависимость средней кратности срабатывания ИК от энергии мюона при различных порогах; пунктирная кривая соответствует расчету [4].

Рис. 8. Распределение суммарного толчка для различных энергетических интервалов.

Важной характеристикой прохождения мюона через ИК является регистрация ливней в соседних отсеках искровых камер при $K_p > 1$. Согласно расчетам работы [2], доля проникающих через ряд ливней составляет малую величину, и это позволяет рассматривать толчки мюонов как независимые. Расчеты же работы [4], выполненные для различных глубин $t = 10, 20, \dots$ и различных p , показали, что доля проникающих каскадов из ряда в ряд велика. Так, например, для $P_\mu = 100$ ГэВ/с и $p = 1$ доля двукратных взаимодействий в соседних рядах сравнима с долей однократных взаимодействий, но проникших в соседний ряд. Это хорошо согласуется с нашими экспериментальными данными. На рис. 9 приведена величина

$$\Delta = N_{\text{экл.}} / \left\{ \frac{N_{\text{tot}}}{C_8^{K_1}} (8 - K_1 + 1) \right\}, \quad (15)$$

где $N_{\text{экл.}}$ — число «двукратных» («трехкратных») взаимодействий в соседних рядах, N_{tot} — полное число «двукратных» («трехкратных») взаимодействий. При независимости рядов эта величина должна быть в пределах 1. На эксперименте же наблюдается достаточно сильный рост от обрезания p . На рис. 10 представлена вероятность регистрации толчков

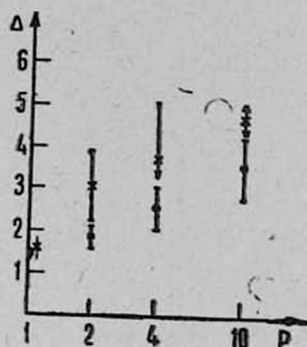


Рис. 9.

Рис. 9. Зависимость избытка проникающих через ряд ливней от порога: верхние точки соответствуют «проникновению» через 2 ряда, нижние — через один ряд.

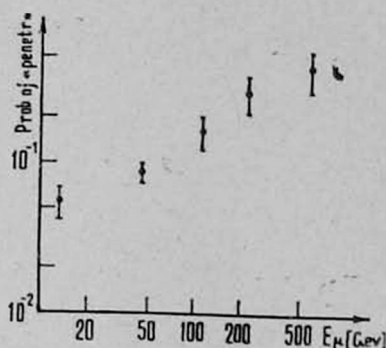


Рис. 10.

Рис. 10. Вероятность регистрации толчков в соседних рядах ИК в зависимости от энергии мюона.

в соседних рядах ($K_p \geq 2$) от энергии. Коэффициент корреляции между импульсом мюона и наличием срабатывания в соседних рядах оказался равным $0,25 \pm 0,1$ с доверительной вероятностью 0,999.

4. В ы в о д ы

Приведем основные выводы из анализа предварительных экспериментальных данных, полученных на арагадском искровом калориметре.

1. ИК с малым числом рядов ($\lesssim 10$) является эффективным прибором для исследования мюонов космических лучей высоких энергий. Основ-

ным преимуществом является большая светосила, а также простота в эксплуатации и визуальный контроль, необходимый для выделения экзотических событий и для исследования пространственных характеристик неупругих взаимодействий мюонов. К числу недостатков относится ограниченная эффективность в разрешении ливней с числом частиц $\geq 50 \div 100$ в каждом отсеке искровой камеры, а также неоднозначность в определении переданной мюоном каскаду энергии.

Хорошего энергетического разрешения для ИК с малым числом рядов можно добиться только, используя максимальную информацию с каждого прохождения мюона. Такой информацией кроме кратности срабатывания рядов с пороговым обрезанием K_p и суммарного толчка является вероятность срабатывания соседних рядов, причем в ИК чисто двукратные взаимодействия в соседних рядах с большой достоверностью можно отделить от событий однократных, но проникающих в соседний ряд и тем самым имитирующих многократное взаимодействие.

Отметим также, что в настоящей работе нами не использовались данные по пространственным и угловым характеристикам ливней. В то же время искровые камеры при достаточно хорошей юстировке системы фотоаппарат-калориметр могут дать большое пространственно-угловое разрешение ливней с числом частиц $\sim 10 \div 20$. А использование осевого приближения ($\theta \lesssim 5^\circ$ для свинца) [13] позволит намного увеличить энергетическое разрешение ИК.

2. В теоретических расчетах для ИК с малым числом рядов необходимо учитывать флуктуации в развитии каскадов, вызванных мюонами, а минимальную энергию вторичных частиц в ливне брать меньше, чем 10 МэВ.

3. Возможность калибровки ИК магнитным спектрометром в области энергий $100 \div 500$ ГэВ при наличии точных теоретических расчетов позволит нам продолжить исследования мюонов вплоть до энергий $10 \div 100$ ТэВ.

4. Превышение доли проникающих через ряд взаимодействий можно объяснить как более пологим спектром в области энергий > 300 ГэВ, так и вкладом более жесткого излучения, чем образование пар, уже начиная с энергий $\gtrsim 100$ ГэВ. Дальнейший набор статистического материала и точный учет всех вышеприведенных процессов в расчетах позволит однозначно объяснить рост эффекта проникновения ливней через ряд.

5. Все вышеприведенные выводы и анализ базируются на статистике, однородность которой проверялась нами по критериям Кофрена и Стьюдента. Эти критерии нами разработаны и для малых статистик в пределах данных одной пленки и позволяют при обработке на ЭВМ контролировать информацию и выявлять грубые промахи. Необходимость такого контроля при долговременной работе в условиях высокогорья (число внешних факторов велико) очевидна.

В настоящее время нами проводится дальнейший набор статистического материала по прохождению через ИК мюонов с известными импульсами, определенными в магнитном спектрометре, а также подготовка ИК к автономной работе, при которой будет получена основная информация о

мюонах высоких энергий ($\gg 10$ ГэВ) горизонтального потока космических лучей.

В заключение авторы выражают благодарность К. А. Газаряну, С. В. Алчуджяну, Г. Э. Минасяну, Л. И. Козлинеру и Г. С. Мартиросяну за большую помощь в разработке, сборке искрового калориметра и наборе статистического материала.

Ереванский физический
институт

Поступила 25.VII.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. И. С. Алексеев, Г. Т. Зацепин. Труды Межд. конф. по косм. лучам, том I, М., Изд. АН СССР, 1969.
2. М. Ф. Библашвили. Докторская диссертация, Тбилиси, 1971.
3. А. Д. Ерышкин. Препринт ФИАН, 67, Москва, 1967.
4. С. В. Тер-Антонян. III традиц. конф. мол. ученых ЕФИ, Изд. Айастан, 1977.
5. С. В. Тер-Антонян. Научное сообщение ЕФИ—315 (40), 1978.
6. С. З. Бельский. Лавинные процессы в космических лучах, ОГИЗ—Гостехиздат, 1948.
7. И. П. Иваненко, В. Е. Самосудов. ЯФ, 5, 622 (1967).
8. Н. П. Ильина, Б. А. Хренов и др. ЯФ, 18, 854 (1973).
9. Л. С. Зажигов и др. Методы планирования и обработки результатов физического эксперимента, Атомиздат, М., 1978.
10. К. А. Газарян. Кандидатская диссертация, Ереван, 1978.
11. Т. Л. Asatiani et al. 15 ICCR, 11, 362 (1977).
12. Э. В. Гедалин. Сб. Ядерные взаимодействия при высоких энергиях, Изд. Мецниереба, Тбилиси, 1966.
13. Т. П. Аминева и др. Исследование мюонов сверхвысоких энергий, Изд. Наука, М., 1975.

ՀՈՐԻԶՈՆԱԿԱՆ ՏԻԵԶԵՐԱԿԱՆ ՀԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐՈՒՄ ՄՅՈՒՆՆԵՐԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ Բ/Լ ԱՐԱԳԱՏ ԿԱՅԱՆՈՒՄ ԿԱՅՄԱՅԻՆ ԿԱԼՈՐԻՄԵՏՐԻ ՄԵԹՈԴՈՎ

Թ. Լ. ԱՍԱԹԻԱՆԻ, Ս. Վ. ՏԵՐ-ԱՆՏՈՆԻԱՆ

Աշխատանքում բերված են բարձր էներգիայի մյուոնների հետազոտման նախնական փորձնական տվյալները, ստացված բ/լ Արագած կայանում, կայծային կալորիմետրի մեթոդով: Կայծային կալորիմետրի համառոտ աշխատանքը մագնիսական սպեկտրոմետրի հետ թույլ է տալիս ստանալ կորելյացիոն փորձնական գործակիցները մյուոնների էներգիայի և կայծային կալորիմետրով նրանց անցումից հետո ստացված ինֆորմացիայի միջև: Աշխատանքում բերված են նաև փորձաթիվ շարքերով կայծային կալորիմետրով մյուոնների անցման տեսական հաշվարկների վերլուծությունը և համեմատումը փորձնական տվյալների հետ:

INVESTIGATION OF HORIZONTAL COSMIC-RAY FLUX MUONS BY MEANS OF A SPARK CHAMBER CALORIMETER AT THE "ARAGATS" STATION

T. L. ASATIANI, S. V. TER-ANTONIAN

Preliminary experimental data on the investigation of high-energy cosmic-ray muons obtained at the "Aragats" station with the spark chamber calorimeter SC

technique are given. The possibility of spark calorimeter operation together with a magnetic spectrometer permitted to obtain the experimental correlation coefficients between the muon energy ($E \gtrsim 10$ GeV) and the information obtained after its passage through the spark calorimeter. An analysis of theoretical calculations on the passage of muons through the SC with a small number of arrays as well as a comparison with experimental data are given.

УГЛОВАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ И ВОПРОСЫ ИХ ФОКУСИРОВКИ

П. А. БЕЗИРГАНЯН, А. П. БЕЗИРГАНЯН

Исследованы различные случаи фокусировки рентгеновских лучей с учетом их угловой когерентности. Показано, что в случае фокусировки изогнутыми кристаллами она лишь частично когерентна. В случае же фокусировки системой плоских кристаллов она, как правило, некогерентна. Лишь в отдельных частных случаях, когда первичная плоская волна при прохождении сквозь очень узкую щель, расположенную на поверхности плоского кристалла, претерпевает сильное угловое расширение, фокусировка будет когерентной.

Вопросы фокусировки рентгеновских лучей возникли почти сразу же после их открытия и до сих пор являются актуальной задачей физики излучения рентгеновского диапазона длин волн. Уже в самом начале в рентгеновских спектральных и структурных исследованиях рассматривался вопрос о собирании лучей, отраженных от атомных плоскостей кристаллических структур, с целью увеличения интенсивности и сокращения экспозиции рентгеновских съемок.

Мы будем различать когерентные и некогерентные фокусировки рентгеновских лучей, т. е. будем различать случаи, когда при фокусировке складываются амплитуды, от случаев, когда складываются интенсивности. Далее, будем различать также методы фокусировки плоскими кристаллами от методов фокусировки изогнутыми кристаллами. Наконец, будем различать кинематическую фокусировку (кинематическую теорию фокусировки) от динамической фокусировки (от динамической теории фокусировки) рентгеновских лучей.

Как правило, в вопросах фокусировки не обращают внимания на характер и природу когерентности фокусируемых пучков рентгеновских волн, между тем в отдельных случаях для однозначной интерпретации интерференционных эффектов это крайне необходимо. Ниже мы проведем детальное исследование характера и степени когерентности рентгеновских пучков в разных случаях их фокусировки.

§ 1. Методы фокусировки изогнутыми кристаллами (кинематическое приближение)

Рассмотрим характер и степень когерентности фокусируемых пучков в основных методах фокусировки рентгеновских лучей изогнутыми кристаллами. Ограничимся рассмотрением методов Иогана [1] и Кошуа [2].

Как видно из рис. 1а, выходящие из точечного источника F (в случае фокусировки Кошуа см. рис. 1б) и отраженные от кристалла AB лучи собираются (фокусируются) в окрестности точки F_1 . Для нахождения рас-

пределения интенсивности вдоль дуги $F_2F_1F_3$ необходимо выяснить, когерентны ли друг относительно друга лучи, выходящие из точечного источника F (в случае Кошуа из источника $F'F''$) в направлении кристалла AB и отраженные от него.

Природа когерентности первичного пучка

Как было выяснено в работе [3], характеристическое излучение точечного источника в данный момент (излучение одного акта испускания одного и того же атома) ограничено небольшой угловой областью, следовательно когерентными друг относительно друга являются только пучки, ограниченные такой областью, т. е. не вся поверхность изогнутого кристалла AB облучается одновременно когерентными друг относительно друга лучами, а только отдельные небольшие ее участки.

Видимо размеры этих участков достаточны для образования рентгеновских рефлексов формирования направления отражения и динамического взаимодействия между элементарными рассеянными волнами (в малодеформированных кристаллах).

Характер когерентности пучков, отраженных от изогнутого кристалла по Брэггу (метод Иогана)

Ясно, что природа пучков, отраженных от поверхности AB изогнутого кристалла (метод Иогана, рис. 1а), такая же, как у первичного пучка. Однако в области регистрации (в области фокусировки) угловые размеры когерентности пучков, отраженных от когерентно облученных участков поверхности AB , могут уменьшаться из-за больших разностей хода между волнами, отраженными от краев этой поверхности. Действительно, как известно [4—8], интерференционную картину двух пучков, выходящих даже под малыми углами (в том числе и под нулевым углом) из одного и того же точечного источника (атома), можно наблюдать только в том случае, когда разность хода между ними меньше длины когерентности источника. В противном случае перекрывание волн, принадлежащих одному и тому же пучку, не происходит и поэтому интерференционная картина не наблюдается.

Таким образом, размеры когерентно отражающих участков изогнутого кристалла ограничены угловой когерентностью и длиной когерентности (длиной дуга) рентгеновского источника.

Из вышеизложенного можно сделать следующий вывод: при расчете распределения интенсивности волн в окрестности фокусной точки F_1 нельзя найти суммарную амплитуду волн, отраженных от всей поверхности AB изогнутого кристалла, и с помощью этой амплитуды найти интенсивность. Такой метод расчета верен только для отдельных небольших участ-

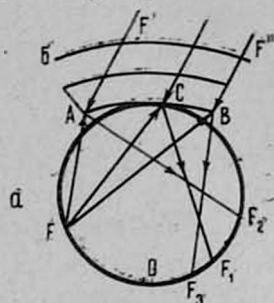


Рис. 1. а) Фокусировка по Иогану; б) фокусировка по Кошуа.

ков поверхности. Для отдельных, небольших, когерентно отражающих участков изогнутого кристалла необходимо найти суммарные амплитуды и интенсивности и затем, усредняя эти интенсивности по всей облучаемой поверхности, с учетом изменения направления отражения от точки к точке поверхности изогнутого кристалла определить суммарное распределение интенсивности отраженных пучков вдоль дуги $F_2F_1F_3$ и в ее окрестности.

Характер когерентности пучков, отраженных от изогнутых кристаллов по Лауэ (метод Кошуа)

В случае фокусировки по Кошуа необходимо иметь в виду следующие обстоятельства.

а) Отражающие плоскости перпендикулярны к поверхности кристалла, и в его изогнутом состоянии (рис. 16) они не параллельны друг другу, а их продолжения пересекаются прямой, проходящей через центр окружности кругового сечения поверхности кристалла перпендикулярно к плоскости круга Роуанда (рис. 16, точка O). Поэтому для приведения всего кристалла AB в отражающее положение необходимо иметь протяженный источник $F'F''$ (рис. 16). Строго говоря, размер источника должен быть больше, чем отражающая часть кристалла ($F'F'' > AB$).

б) В рассматриваемом случае отражающий участок кристалла, соответствующий одной точке источника $F'F''$, гораздо меньше, чем соответствующий участок в случае фокусировки по Иогану. Грубо говоря, одной точке источника $F'F''$ соответствует одна отражающая точка на внешней поверхности кристалла AB (рис. 16). Изгиб кристалла в случае фокусировки по Иогану увеличивает (по сравнению со случаем плоского кристалла) область отражения кристалла для излучения точечного источника, а в случае фокусировки по Кошуа — уменьшает ее. Поэтому степень когерентности падающего в направлении отражения и отраженного излучений в случае фокусировки по Кошуа гораздо меньше, чем в случае фокусировки по Иогану. Следовательно то, что сказано в пункте (б) относительно расчета распределения интенсивности в области фокусировки по Иогану, с большей необходимостью относится и к случаю фокусировки по Кошуа.

Фокусировка волн, отраженных от изогнутого кристалла, при первичной плоской волне

Исследования показывают, что фокусировка монохроматического излучения из-за отражения от изогнутого кристалла происходит не только при точечном источнике (первичный расходящийся пучок), но и при первичной падающей плоской волне. В этом легко убедиться на основе следующих соображений.

а) *Фокусировка плоской волны при брэгговском отражении от изогнутого кристалла.* Пусть плоская монохроматическая волна падает на изогнутый кристалл с его вогнутой стороны (рис. 2а). Если в точке C падающая волна составляет угол θ (угол Брэгга) с отражающими плоскостями, па-

параллельными поверхности кристалла, то в точке A она с этими плоскостями составляет меньший ($\theta - \Delta\theta$) угол, а в точке B — больший ($\theta + \Delta\theta$) угол. Поэтому лучи, отраженные от точек A , C и B , в окрестности какой-то точки D фокусируются.

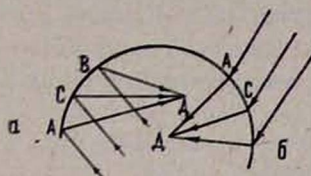


Рис. 2.

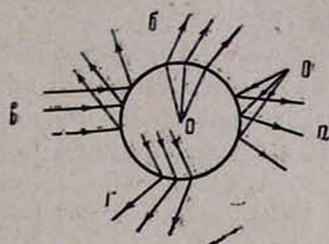


Рис. 3.

Рис. 2. Фокусировка плоской монохроматической волны при отражении от изогнутого кристалла: а) по Брэггу; б) по Лауэ.

Рис. 3. а) Отражение сферической волны по Брэггу от выпуклой стороны изогнутого кристалла; б) отражение по Лауэ от изогнутого кристалла, когда сферическая волна падает с вогнутой стороны; в) отражение плоской волны по Брэггу от выпуклой стороны изогнутого кристалла; г) отражение по Лауэ от изогнутого кристалла, когда плоская волна падает с вогнутой стороны.

б) *Фокусировка плоской волны при лауэвском отражении от изогнутого кристалла.* Когда отражающие плоскости перпендикулярны к поверхности кристаллической пластины, то при ее изгибе они располагаются веерообразно, и падающая снаружи плоская волна фокусируется, отражаясь от этих плоскостей (рис. 2б). Если первичная плоская волна в точке C (рис. 2б) составляет с отражающими плоскостями угол Брэгга, то в точке A с этими плоскостями она составляет больший угол, а в точке B — меньший угол. Поэтому в рассматриваемом случае падающая с выпуклой стороны плоская волна, отражаясь от изогнутого кристалла по Лауэ, фокусируется в какой-то точке D .

Таким образом, из изложенного в первом разделе можно сделать следующие основные выводы:

1) как сферическая (точечный источник), так и плоская волны при отражении от изогнутых кристаллов фокусируются, причем при отражении по Брэггу фокусировка происходит тогда, когда волна отражается от вогнутой стороны, а при отражении по Лауэ фокусировка происходит в случае, когда волна падает на выпуклую сторону; в обратных случаях, т. е. когда отражение по Брэггу происходит от выпуклой стороны, а при отражении по Лауэ первичная волна падает с вогнутой стороны, отраженные волны расходятся (см. рис. 3);

2) в случаях, изображенных на рис. 1, фокусировка, в основном, является некогерентной, т. е. фокусировка когерентна только в пределах угловой когерентности первичного пучка и угловой области отражения кристалла, а вне этих областей фокусировка некогерентна;

3) в случаях, изображенных на рис. 2, фокусировка является когерентной, однако в этих случаях светосила фокусировки мала: только небольшая часть изогнутого кристалла участвует в отражении (в фокусировке).

§ 2. Методы фокусировки плоскими кристаллами

Если методы фокусировки рентгеновских лучей изогнутыми кристаллами были известны давно, то на фокусировку рентгеновских лучей плоскими кристаллами стали обращать внимание лишь в последнее время [9] в связи с развитием динамической теории рассеяния рентгеновских лучей.

Фокусировка рентгеновских лучей с помощью плоского кристалла

а) *Фокусировка рентгеновских лучей при отражении по Брэггу от плоского кристалла.* Допустим, что сходящийся пучок рентгеновских лучей падает на кристалл, отражающие плоскости которого параллельны его поверхности (рис. 4а). Если в точке C падающий пучок составляет с отражающими плоскостями угол θ (угол Брэгга), то в точке A он составит меньший угол, а в точке B — больший угол. Следовательно, сходящийся пучок рентгеновских лучей, отражаясь по Брэггу от плоского кристалла, в какой-то точке D (рис. 4а) фокусируется.

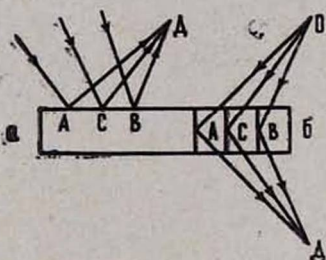


Рис. 4.

Рис. 4. а) Фокусировка сходящегося пучка отражением по Брэггу от плоского кристалла; б) фокусировка расходящегося пучка при его отражении по Лауэ от плоского кристалла.

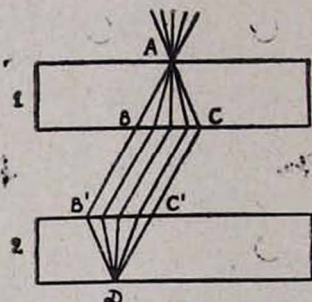


Рис. 5.

Рис. 5. Фокусировка рентгеновских лучей с двумя плоскими кристаллами при отражении по Лауэ.

б) *Фокусировка рентгеновских лучей при их отражении по Лауэ от плоского кристалла.* При отражении по Лауэ фокусировка происходит в том случае, когда на кристалл падает расходящийся пучок рентгеновских лучей (рис. 4б). Лучи, выходящие из точки O , падают на плоский кристалл и облучают участок ACB . Углы, образуемые лучами с плоскостями отражения в точках A , C и B , постепенно уменьшаются от точки A к B . Поэтому эти лучи в точке D фокусируются.

В этих двух случаях если угловые ширины пучков падающих волн не превышают предельных углов когерентности, то имеет место когерентная фокусировка; в противном случае фокусировка некогерентная.

Перейдем теперь к вопросу фокусировки рентгеновских лучей при помощи многокристалльных систем. Смысл предлагаемой операции состоит в том, что с помощью одних кристаллов создают расходящиеся или сходящиеся пучки, а с помощью других фокусируют их.

Фокусировка рентгеновских лучей двумя плоскими кристаллами. Исследование начнем с рассмотрения случая, когда отражающие плоскости перпендикулярны к поверхностям пластинок (отражение по Лауэ). Пусть в какую-либо точку A первой из параллельно установленных пластинок падает сходящийся пучок рентгеновских лучей, как это показано на рис. 5. Если этот пучок выходит непосредственно из источника (анода) рентгеновского излучения, то волны, падающие в точку A в различных направлениях, будут некогерентными друг относительно друга. Тогда в точке D второй пластины, в которой сходятся пучки волн, выходящие из точки A первой пластины, суммируются не амплитуды, а интенсивности этих волн.

Возникает естественный вопрос: в каких случаях треугольник потоков BAC образуется когерентными волнами? Видимо имеют место следующие случаи.

1. Возможно, что при расположении точечного источника в точке A первой пластины угловая когерентность этого источника достаточна для образования потоками треугольника когерентности.

2. Когда узкая прозрачная щель расположена на поверхности кристалла перпендикулярно к плоскости падения и узкий когерентный лентообразный падающий пучок при прохождении через эту щель дифрагирует и расширяется в угловой области, определяемой соотношением

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{d},$$

где λ — длина волны, а d — ширина щели, то при довольно узкой щели угловое расширение пучка достаточно для перекрытия угловой области отражения и образования треугольника BAC .

3. Когда в точку A падает сферическая волна.

Как известно [10], сферическую волну можно представить как совокупность плоских когерентных волн с одинаковыми по величине, но разными по направлению волновыми векторами. И в этом случае расходимость волновых векторов достаточна для образования указанного треугольника.

На основе вышеизложенного можно сделать следующие выводы.

1. В случаях фокусировки изогнутыми кристаллами (случаи Йогана и Кошуа), как правило, угловые ширины первичных пучков больше предельного угла когерентности. Следовательно в этих случаях фокусировка лишь частично когерентна. Исследования показывают, что при плоской первичной волне фокусировка всегда когерентна.

2. В случае фокусировки системой из плоских кристаллов, как правило, фокусировка некогерентна. В отдельных частных случаях, когда пер-

вичная плоская волна, пройдя сквозь очень узкую щель, расположенную на поверхности кристалла, претерпевает сильное угловое расширение дифракционного происхождения, фокусировка будет когерентной.

Ереванский государственный
университет

Поступила 10.XII.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Жоанп. Z. Phys., 69, 185 (1931).
2. Y. Cauchots. J. de Phys., 3, 320 (1932).
3. П. А. Безиригян, А. П. Безиригян. Изв. АН АрмССР, Физика, 15, 103 (1980).
4. Р. Дичберн. Физическая оптика, Изд. Наука, М., 1965.
5. П. А. Безиригян. ДАН АрмССР, 37, 197 (1963).
6. П. А. Безиригян. ЖТФ, 34, 1895 (1964).
7. П. А. Безиригян. Изв. АН СССР, 28, 882 (1964).
8. П. А. Безиригян. ЖТФ, 36, 515 (1966).
9. В. Л. Инденбом, И. Ш. Слабодецкий, К. Г. Труни. ЖЭТФ, 66, 1110 (1974).
10. N. Kato. J. Appl. Phys., 39, 2225 (1968).

ՌԵՆԳԵՆՅԱՆ ԺԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԱՆԿՅՈՒՆԱՅԻՆ ԿՈՇԵՐԵՆՍՈՒԹՅՈՒՆԸ ԵՎ ՆՐԱՆՑ ՖՈԿՈՒՍԱՑՄԱՆ ՀԱՐՑԵՐԸ

Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳՅԱՆ, Հ. Պ. ԲԵԶԻՐԳՅԱՆ

Ուսումնասիրված են ռենտգենյան ճառագայթների ֆոկուսացման տարբեր դեպքեր՝ հաշվի առնելով նրանց անկյունային կոհերենտությունը: Ցույց է տրված, որ ճկված բյուրեղներով իրականացվող ֆոկուսացման դեպքում այն միայն մասամբ է կոհերենտ: Իսկ հարթ բյուրեղների սխեմանով իրականացվող ֆոկուսացման դեպքում այն, որպես կանոն, ոչ կոհերենտ է: Միայն առանձին մասնավոր դեպքերում, երբ առաջնային հարթ ալիքը, անցնելով հարթ բյուրեղի մակերևույթի վրա գտնվող շատ նեղ ճեղքով, կրում է ուժեղ անկյունային լայնացում, ֆոկուսացումը կլինի կոհերենտ:

ANGULAR COHERENCY OF X-RAY CHARACTERISTIC RADIATION AND THE PROBLEMS OF ITS FOCUSING

P. A. BEZIRGANIAN, A. P. BEZIRGANIAN

Different cases of X-ray focusing with due regard for the angular coherency were investigated. In cases of X-ray focusing with curved crystals, the focusing is only partially coherent. As a rule the focusing is not coherent in cases of X-ray focusing with systems of plane crystals. The focusing is coherent only in some particular cases, when the primary plane wave passes through a very narrow aperture on the surface of a plane crystal, and undergoes strong angular extension.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В АТОМЕ С НЕЙТРОНОБОГАТЫМ СВЕРХЗАРЯЖЕННЫМ ЯДРОМ

Г. С. АДЖЯН, Э. А. АИРЯН, А. С. АРУТЮНЯН, Ю. Л. ВАРТАНЯН

Методом Томаса-Ферми рассмотрено строение атома со сверхзаряженным ядром, а также распределение вакуумных электронов. Показано, что около 70% электронов находятся внутри ядра, а нескомпенсированный вакуумными электронами заряд не превышает 4% от полного заряда ядра.

1. Одним из интереснейших следствий теории пионного конденсата [1] является возможность существования гигантских ядер с массовым числом $A \geq A_{\text{порог}}$ в основном состоящих из нейтронов. Для таких ядер связь между A и зарядом ядра Z дается соотношением

$$Z = Z_0 A^{1/3}, \quad (1)$$

где $A_{\text{порог}}$ и Z_0 выражаются через недостаточно точно известные ядерные константы. Так, для двух моделей (в) и (г) работы [2], которые для нейтронной жидкости дают связанное состояние, эти величины есть: $A_{\text{порог}} = 2,82 \cdot 10^7$, $Z_0 = 186$ и энергия связи на нуклон $\epsilon = 35$ МэВ (модель в); $A_{\text{порог}} = 1,23 \cdot 10^{10}$, $Z_0 = 162$ и $\epsilon = -3,5$ МэВ (модель г). Для определения порогового массового числа, начиная с которого нейтронные ядра стабилизируются, весьма существенно знание суммарного заряда (с учетом вакуумных электронов), находящегося в объеме ядра. Однако как будет видно из результатов настоящей работы, суммарный заряд у порога стабилизации составляет не менее 30% собственного заряда ядра. Поэтому при определении $A_{\text{порог}}$ оценочно можно ограничиться собственным зарядом ядра. Здесь для конкретности мы рассматриваем наисвязанную модель нейтронных ядер — модель (в).

Хотя такие ядра в основном состоят из нейтронов ($Z/A \approx 10^{-3}$), тем не менее их заряд весьма большой ($Z \geq Z_{\text{порог}} = 5,5 \cdot 10^4$). Это, в свою очередь, приводит к ряду интересных физических следствий. Так, если рассматривать «атом» с таким ядром, то большая часть электронных орбит такого атома будет находиться внутри ядра. Знание же полного заряда, находящегося в объеме ядра, который в рассматриваемом случае будет определяться не только собственным зарядом ядра, но и электронами, может представлять интерес при поиске таких ядер. В настоящей работе находится распределение электронов в атоме с нейтронным ядром, а также распределение вакуумных электронов.

2. Для решения поставленной задачи воспользуемся статистической моделью Томаса-Ферми. Большой заряд нейтронных ядер приводит к высоким концентрациям электронов, энергия Ферми которых оказывается в релятивистской области. В рассматриваемом случае уравнение Томаса-Ферми приобретает вид [1, 3]

$$\Delta V = -4\pi e^2 [(3\pi^2 h^3 c^3)^{-1} (V^2 \pm 2mc^2 V)^{3/2} - n_p], \quad (2)$$

где V — потенциальная энергия электронов на сфере радиуса r , n_p — плотность заряда ядра, m и e — соответственно масса и заряд электрона. Здесь (и далее в формулах (6) и (9)) верхний знак при члене $2mc^2 V$ соответствует вакуумным электронам, а нижний — нейтральному атому.

Это уравнение для распределения вакуумных электронов для обычных ядер ($A/Z \approx 2$) приближенно решено аналитически в [1, 3] для двух предельных случаев. Распределение электронов для нейтрального атома в случае $Ze^3 \ll 1$ аналитически найдено в [4]. К сожалению, в нашем случае нельзя пользоваться сделанными в [3, 4] приближениями. В [3] уравнение (2) для вакуумных электронов решено аналитически для ядер с $A \sim 10^5 \div 10^8$. Однако, как будет показано ниже, использование в [3] приближенного метода [1] не является корректным. Так, с помощью замены переменных в [1] уравнение (2) приводится к виду, содержащему безразмерный параметр

$$\lambda/R = (e^2/hc)^{-1/2} (3/\pi)^{1/3} n_p^{-1/3} / 2R, \quad (3)$$

который для ядер с $Z/A \sim 0,5$ удовлетворяет условию $\lambda/R \ll 1$, что дает возможность сферическую задачу свести к плоской и решить уравнение аналитически. Однако для рассматриваемых ядер параметр λ/R порядка 0,3, что делает это приближение непригодным. Поэтому результат [3] о почти полной нейтрализации внутриядерного заряда ядра вакуумными электронами является ошибочным. Отсюда и заниженная величина порогового значения массового числа $A_{\text{порог}}$.

Радиус нейтронных ядер R связан с A соотношением

$$R = r_0 (n_0/n)^{1/3} A^{1/3}, \quad (4)$$

где $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13}$ см, n_0 — ядерная плотность, $n = 6,62 \cdot n_0$ — плотность нейтронных ядер в рассматриваемой модели. Предполагая, что заряд ядра распределен равномерно (в данной задаче неравномерность распределения протонов у края ядра несущественна), и делая замену переменных

$$x = r/R, \quad V = -Ze^2\psi/Rx, \quad (5)$$

с учетом (1) и (4) из (2) получаем

$$\psi'' = 57,1 \cdot 10^4 A^{2/3} (\psi^2 \mp 0,00265 x \psi)^{3/2} / x^2 - 3x\theta(1-x), \quad (6)$$

где $\theta(x)$ — функция Хевисайда.

Уравнение (6) должно быть дополнено граничными условиями:

а) для нейтрального атома

$$\psi(0) = 0, \quad \psi(\infty) = 0, \quad (7)$$

которые отражают равенство нулю напряженности в центре и потенциала на бесконечности;

б) для вакуумных электронов

$$\psi(0) = 0, \quad \psi(x_c) = 0,00265 x_c, \quad (8)$$

где x_c — радиус области вакуумных электронов, который находится из условия сшивки внутреннего и внешнего решений.

Численные расчеты полученных краевых задач были выполнены на ЭВМ БЭСМ-6 с применением непрерывного аналога метода Ньютона [4], который позволяет свести нелинейную задачу к сравнительно легко реализуемой на ЭВМ последовательности линейных задач, решаемых методом прогонки.

Имея функцию $\psi(x)$, легко можно вычислить концентрацию электронов $n_e(x)$, а также накопленный в сфере радиуса x заряд электронов $N(x)$:

$$N(x) = (4Z^3 e^6 / 3 \pi \hbar^3 c^3) \int_0^x [\psi^2 + (2mc^2 R / Ze^2) x \psi]^{3/2} dx / x \quad (9)$$

Если численный счет проведен правильно, то для нейтрального атома должно выполняться условие

$$\lim_{x \rightarrow \infty} N(x)/Z = 1. \quad (10)$$

Для всех рассмотренных значений A это условие выполняется.

3. Расчет был проведен для различных значений A , начиная с порога стабилизации нейтронного ядра. В таблице для различных значений относительного радиуса $x = r/R$ приведены значения $\psi(x)/x$ и $N(x)/Z$. Из

Таблица

Зависимость функций ψ/x и N/Z от массового числа для различных ядер в случае нейтрального атома

$x = r/R$	$A = 2,7 \cdot 10^7$		$A = 10^8$		$A = 10^9$		$A = 3 \cdot 10^9$	
	ψ/x	N/Z	ψ/x	N/Z	ψ/x	N/Z	ψ/x	N/Z
0	0,178	0	0,133	0	0,0794	0	0,0619	0
0,5	0,175	0,113	0,132	0,114	0,0792	0,116	0,0618	0,116
1	0,127	0,675	0,097	0,714	0,0600	0,772	0,0476	0,795
5	0,065	0,961	0,004	0,972	0,0016	0,986	0,00097	0,990
10	0,032	0,976	0,001	0,983	0,0004	0,992	0,00021	0,995

результатов расчета видно, что для всех ядер относительное распределение электронов в ядре почти одинаковое и около 70% заряда электронов находится в ядре. На рис. 1 для порогового ядра с $A = 2,7 \cdot 10^7$ приведены зависимость $N(x)/Z$ и вероятность распределения заряда электронов $n_e r^2$ в атоме. На этом же рисунке пунктиром показано распределение заряда ядра. Из рисунка видно, что до расстояния $r \approx 0,7 R$ заряд ядра почти полностью компенсируется зарядом электронов. Аналогичная картина имеет место и для других значений A , так как относительное распределение электронов для всех ядер почти одинаковое.

Для энергии Ферми электронов E_f в центре ядра получены значения 134 мс^2 и 47 мс^2 соответственно для ядер с $A = 2,7 \cdot 10^7$ и $A = 3 \cdot 10^9$. Эти

значения E , недостаточны для стабилизации μ -мезонов, а также для протекания β -захвата (эффекта нейтронизации), так как энергия β -переходов для сверхплотных ядер значительно больше [2].

В случае вакуумных электронов физическая картина почти не меняется. Здесь также около 70% вакуумных электронов находятся в ядре, а слой нескомпенсированного ядерного заряда имеет толщину порядка $R/3$. На рис. 2 приводится зависимость относительного наблюдаемого заряда ядра от A . Для границы распределения вакуумных электронов x_c полу-

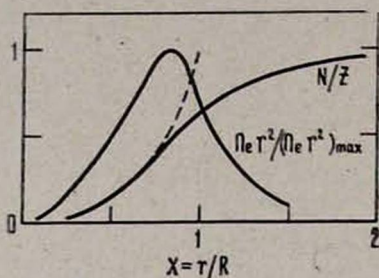


Рис. 1.

Рис. 1. Зависимость накопленного электронного заряда и плотности вероятности $n_e r^2$ распределения электронов от радиуса для $A = 2,7 \cdot 10^7$.

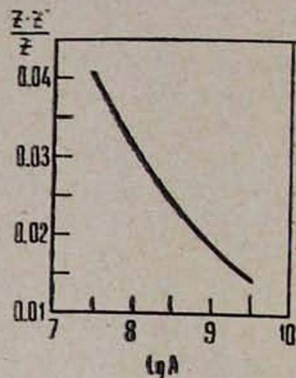


Рис. 2.

Рис. 2. Зависимость относительного наблюдаемого заряда ядра от массового числа A .

чаются значения $15R$ и $5R$ соответственно для ядер с $A = 2,7 \cdot 10^7$ и $A = 3 \cdot 10^9$. Что касается конденсации μ -мезонов в ядре [3], то заметим, что глубина ямы $V(0) = m_\mu c^2$ (порог рождения μ -мезонов) может реализоваться для ядер с $A \leq 10^6$, что ниже порога стабилизации нейтронных ядер. Учет же нейтрализации заряда ядер электронами вряд ли настолько уменьшит порог, так что конденсация μ -мезонов в нейтронных ядрах маловероятна.

Авторы выражают благодарность проф. С. Г. Матиняну и участникам теоретического семинара ЕрФИ за обсуждение работы.

Ереванский государственный
университет
Ереванский физический
институт

Поступила 4.I.1980

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Б. Миздал. Фермионы и бозоны в сильных полях, Изд. Наука, М., 1978.
2. А. Б. Миздал и др. ЖЭТФ, 72, 1247 (1977).
3. А. Б. Миздал, В. С. Попов, Д. Н. Воскресенский. ЖЭТФ, 72, 834 (1977).
4. В. Л. Елецкий, В. С. Попов. ЖЭТФ, 73, 2046 (1977).
5. Д. Н. Воскресенский, Г. А. Сорокин, А. И. Черноуцан. Письма ЖЭТФ, 25, 495 (1977).
6. Е. П. Жидков, Г. И. Макаренко, И. В. Пузынин. ЭЧАЯ, 4, вып. 1, 1973.

ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԲԱՇԽՈՒՄԸ ՆԵՅՏՐՈՆԱՀԱՐՈՒՄՏ
ԳԵՐԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱՄ ՄԻՋՈՒԿՈՎ ԱՏՈՄՈՒՄ

Գ. Ս. ՀԱՋՅԱՆ, Է. Ա. ՀԱՅՐՅԱՆ, Ա. Ս. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ,
ՅՈՒ. Լ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Թոմաս-Ֆերմի մեթոդով դիտարկված է գերլիցքավորված միջուկով ատոմի կառուցվածքը, ինչպես նաև վակուումային էլեկտրոնների բաշխումը: Ցույց է տրված, որ էլեկտրոնների մոտ 70% գտնվում է միջուկի ներսում, և վակուումային էլեկտրոնների կողմից չկոմպենսացված լիցքը չի գերազանցում միջուկի լրիվ լիցքի ավելի քան 4%:

THE CHARGE DISTRIBUTION IN AN ATOM WITH
NEUTRON-RICH SUPERCHARGED NUCLEUS

G. S. HAJYAN, E. A. HAIRYAN, A. S. HARUTYUNYAN, Yu. L. VARTANYAN

The distribution of electrons in an atom with supercharged nucleus as well as the distribution of vacuum electrons in the vicinity of such a nucleus was studied by means of Thomas-Fermi method. It was shown, that about 70% of electrons are inside the nucleus. The charge not compensated by vacuum electrons does not exceed 4% of the entire nucleus charge.

К РАСЧЕТУ И ОПТИМИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ РПИ-ДЕТЕКТОРА

А. Т. АВУНДЖЯН, Л. Г. АКОПЯН, К. Г. АНТОНЯН, А. Г. ДАДАЛЯН,
С. П. КАЗАРЯН, С. А. КАНКАНЯН, М. С. КОЧАРЯН, А. Г. ОГАНЕСЯН

Приводится уточненное выражение для учета эффекта плотности в ионизационных потерях заряженных частиц. Показано, что с использованием этого выражения повышается точность моделирования прохождения частиц через РПИ-детекторы методом Монте-Карло. Описан метод оптимизации числа секций РПИ-детекторов применительно к конкретной физической задаче.

В работе [1] был описан алгоритм моделирования прохождения частиц через РПИ-детектор, а также были приведены некоторые результаты расчетов применительно к конфигурации экспериментальной установки «Пион», предназначенной для идентификации адронов сверхвысоких энергий. В настоящей работе приводятся результаты расчетов, выполненных с помощью усовершенствованного алгоритма и позволяющих оптимизировать число секций РПИ-детектора для конкретной физической задачи.

Известно, что в РПИ-детекторах, основанных на методе энерговыделения, одновременно регистрируются как ионизационные потери, так и кванты переходного излучения, образованные частицей в радиаторе. Для моделирования этих процессов необходимо точное знание энергетических зависимостей как интенсивности переходного излучения, так и среднего значения ионизационных потерь в тонких поглотителях. Обычно для описания интенсивности переходного излучения пользуются формулами, приведенными, например, в работах [2, 3], а для описания средних ионизационных потерь пользуются известным выражением Штернхеймера [4]. Однако, как следует из экспериментов, выполненных при больших значениях лоренц-фактора, наблюдается значительное расхождение между теоретическим предсказанием и измеренными значениями средних ионизационных потерь. Превышение расчетов над экспериментом в области плато Ферми, достигающее 30—40%, обусловлено неточным учетом эффекта плотности в ионизационных потерях. Следовательно, использование в расчетах формул работы [4] приводит к искусственному завышению разрешающей способности моделируемого детектора.

Недавно Аллисоном и др. [5, 6] были проделаны тщательные измерения ионизационных потерь частиц в различных газах в широком диапазоне лоренц-фактора. Воспользовавшись их данными, мы эмпирически получили уточненные значения коэффициентов, входящих в формулу Штернхеймера, для газов, широко используемых в многонитяных пропор-

циональных камерах. Полученное нами выражение, описывающее поправку на эффект плотности в ионизационных потерях, имеет вид

$$\delta = 0 \quad \text{при } \gamma \leq \gamma_{\min},$$

$$\delta = 2 \ln \gamma + C + a(2 \ln \gamma)^m \quad \text{при } \gamma_{\min} < \gamma \leq \gamma_{\max};$$

значения параметров C , a , m , $\gamma_{\min}$ и $\gamma_{\max}$ при нормальных условиях приведены в таблице. Для других значений давления и температуры указанные параметры пересчитываются методом, описанным в работах [4]. При $\gamma > \gamma_{\max}$ величина ионизационных потерь принимается равной значению, соответствующему $\gamma_{\max}$.

Таблица

Газ	$-C$	a	$-m$	$\gamma_{\max}$	$\gamma_{\min}$
He	10,379	428,031	2,425	584	44,6
Ne	10,905	130,987	1,647	1085	45,1
N ₂	9,886	272,813	2,184	3166	41,3
Ar	12,699	59,740	1,123	946	37,5
Kr	14,610	45,956	0,878	1274	35,9
Xe	61,851	70,344	0,1127	1473	35,9
CH ₄	9,440	171,442	2,0630	582	30,4
CO ₂	13,490	48,201	1,021	696	31,1
NH ₃	10,456	153,818	1,902	1475	34,4

С помощью алгоритма, описанного в работе [1], с учетом вышесказанного нами были смоделированы ионизационные потери для условий эксперимента [5, 6]. На рис. 1а, б приведены экспериментальные и расчетные распределения энерговывделений пионов и протонов с импульсами 25 ГэВ/с ($\gamma_{\pi} \approx 175$, $\gamma_p \approx 25$) в аргоне с толщиной 1,5 см при нормальных значениях давления и температуры. Видно, что при обоих значениях лоренц-фактора без каких-либо нормировочных или поправочных коэффициентов совпадают как вероятные значения, так и форма распределений ионизационных потерь. Было также проведено сопоставление расчетных распределений с измеренными нами ионизационными потерями космических мюонов с импульсами выше 0,1 ГэВ/с в пропорциональной камере с количеством Ar $4,16 \cdot 10^{-3}$ г/см². В расчетах использовались спектральное и угловое распределения мюонов, приведенные в [7]. Результаты расчетов и измерений, приведенные на рис. 1в, находятся в хорошем согласии.

Как следует из вышеприведенных сравнений, предложенное нами эмпирическое выражение для учета эффекта плотности в ионизационных потерях и алгоритм моделирования последних позволяют с хорошей степенью точности рассчитать ожидаемые распределения энерговывделений за счет ионизационных потерь. Это дало возможность с большей точностью смоделировать прохождение частиц через РПИ-детектор, когда в пропорциональной камере к ионизационным потерям добавляется энерговывделение за счет поглощения квантов переходного излучения. Для проверки этого нами были проведены расчеты для распределения суммарного энерговывделения электронов с энергией 3 ГэВ в пропорциональной каме-

ре толщиной 1,5 см, наполненной смесью 93% $Ar + 7\% CH_4$ при нормальных условиях, расположенной за радиатором излучения, состоящим из 100 слоев майлара толщиной 125 мкм и с воздушным промежутком в

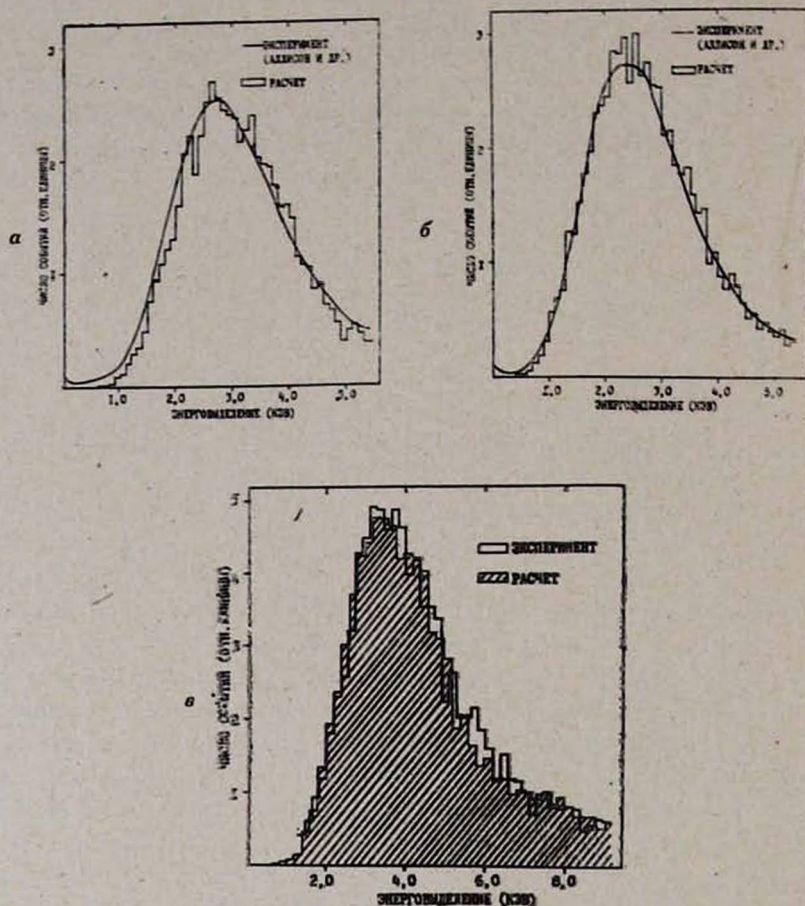


Рис. 1. Экспериментальные и расчетные распределения энерговыведений: а) для пионов с импульсами 25 ГэВ/с в аргоне с толщиной 1,5 см; б) то же для протонов; в) для мюонов с импульсами выше 0,1 ГэВ/с в смеси 90% $Ar + 10\% C_2H_2$ при давлении 0,7 атм и толщине камеры 4 см.

750 мкм, что соответствует условиям эксперимента [8]. На рис. 2 приведены результаты эксперимента [8] и наши расчеты, нормированные к одинаковому числу событий. Как видно, между ними действительно наблюдается хорошее согласие.

В экспериментах с космическими лучами при сверхвысоких энергиях, когда поток регистрируемых частиц весьма мал, важной характеристикой для набора соответствующего статистического материала является геометрический фактор установки

$$\Gamma \approx \frac{S^2}{H^2},$$

где S и H — соответственно площадь и высота установки. Очевидно, что в установках, включающих в себе РПИ-детекторы, с увеличением числа секций последних улучшается достоверность идентификации частиц, но при этом резко уменьшается геометрический фактор из-за увеличения H ($S = \text{const}$). Настоящий алгоритм позволяет при требуемой достоверности идентификации частиц найти оптимальное число секций РПИ-детек-

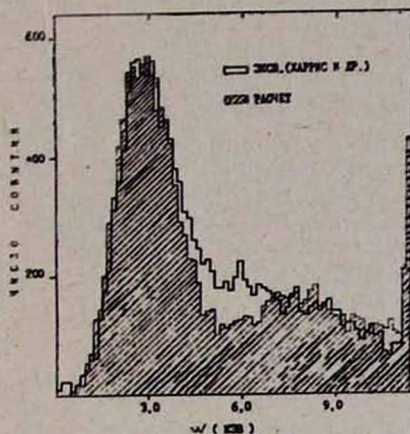


Рис. 2.

Рис. 2. Экспериментальное и расчетное распределения энергвыделения электронов с энергией 3 ГэВ в РПИ-детекторе.

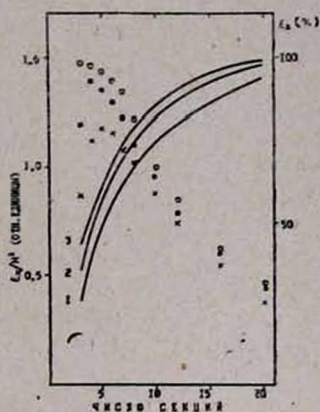


Рис. 3.

Рис. 3. Зависимость эффективности регистрации пионов (при коэффициенте режекции протонов $\Delta_p \approx 10\%$) и параметра ϵ_π/H^2 от числа секций в РПИ-детекторе: 1 и X — $E_{\pi, p} = 500$ ГэВ; 2 и ● — $E_{\pi, p} = 1000$ ГэВ; 3 и ○ — $E_{\pi, p} = 1500$ ГэВ.

тора, при котором при одинаковой длительности экспозиции обеспечивается максимальный статистический материал. В частности, такая задача была решена для экспериментальной установки «Пион» [9], предназначенной для измерения потоков π , p и n , а также сечений их взаимодействия с различными ядрами. Оптимизация заключалась в нахождении максимума параметра $(\epsilon_\pi/H^2)_{\Delta_p} = \text{const}$, где ϵ_π — доля частиц, идентифицированных как пионы, с примесью протонов Δ_p . Очевидно, что число полезных событий пропорционально ϵ_π/H^2 , однако при условии $\Delta_p = \text{const}$ с увеличением числа секций ϵ_π стремится к единице, а H растет.

На рис. 3 для трех значений энергий адронов приведены зависимости ϵ_π и ϵ_π/H^2 от числа секций РПИ-детектора при $\Delta_p = 10\%$; здесь H — высота всей установки, включая ионизационный калориметр. Предполагалось также, что в потоке космических адронов число пионов и протонов одинаково. Как видно из рис. 3, оптимальное число секций в условиях эксперимента «Пион» составляет 4–5.

Таким образом, разработанный алгоритм позволяет с хорошей точностью моделировать прохождение частиц через РПИ-детекторы, а также, исходя из условий конкретного эксперимента, оптимизировать пара-

В заключение авторы выражают благодарность А. Ц. Амазун, Г. А. Вартапетяну, Г. М. Гарибяну, С. Г. Матиняну, В. В. Авакяну, Л. С. Багдасаряну и Э. А. Мамиджанияну за полезные обсуждения и дискуссии.

Ереванский физический
институт

Поступила 25.XII.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Авакян и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 172 (1978).
2. Г. М. Гарибян. Препринт ЕФИ-ТФ-4 (70), 1970.
3. М. А. Тер-Микаелян. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, Ереван, 1969.
4. R. M. Sternheimer, R. F. Peirls. Phys. Rev., B3, 3681 (1971); Phys. Rev., 88, 851 (1952); 91, 256 (1953); 103, 511 (1955); 145, 247 (1966); 164, 349 (1967).
5. J. M. Cobb, W. W. M. Allison, T. N. Bunch. NIM, 133, 315 (1976).
6. W. W. M. Allison et al. NIM, 133, 325 (1976).
7. С. Хаякава. Физика космических лучей, ч. I, М., 1973.
8. F. Harris et al. NIM, 107, 413 (1973).
9. В. В. Авакян и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 40, 1058 (1976).

ՌԵՏԳԵՆՅԱՆ ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՀԱՌԱԳԱՏԹՄԱՆ ԴԵՏԵԿՏՈՐՆԵՐԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ՕՊՏԻՄԻԶԱՑԻԱՆ ԵՎ ՀԱՇՎԱՐԿԻ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Ա. Տ. ՀԱՎՈՒՆԶՅԱՆ, Լ. Գ. ՀԱԿՈՐՅԱՆ, Կ. Գ. ԱՆՏՈՆՅԱՆ, Ա. Գ. ԴԱԴԱԼՅԱՆ,
Ս. Պ. ԿԱԶԱՐՅԱՆ, Ս. Ա. ԲԱՆԿԱՆՅԱՆ, Մ. Ս. ԿՈՇԱՐՅԱՆ, Ա. Զ. ՈԳԱՆԵՍՅԱՆ

Տրված է լիցքավորված մասնիկների իոնիզացիոն կորուստներում խտության էֆեկտի հաշվարկման ճշգրտված բանաձևեր: Ցույց է տրված, որ այդ բանաձևի կիրառման դեպքում Մոնթե-Կարլոյի մեթոդով ունեցելույան անցումային ճառագայթման (ՌԱՃ) դետեկտորների միջով մասնիկների անցման մոդելավորման ճշգրտությունը մեծանում է: Նկարագրված է ՌԱՃ-դետեկտորների սեկցիաների քանակի օպտիմիզացիայի մեթոդը տվյալ ֆիզիկական խնդրի դեպքում:

TO THE CALCULATION AND OPTIMIZATION OF XTR-DETECTOR PARAMETERS

A. T. AVUNDZIAN, L. G. AKOPYAN, K. G. ANTONYAN, A. G. DADALYAN,
S. P. KAZARYAN, S. A. KANKANYAN, M. S. KOCHARYAN, A. G. OGANESYAN

A corrected expression for the consideration of density effect in ionization losses of charged particles is given. It was shown, that the utilization of this expression increased the accuracy of Monte-Carlo simulation of a particle passage through the XTR-detectors. The procedure for the optimization of the number of XTR-detector sections for a specific problem was described.

БРЭГГОВСКАЯ ДИФРАКЦИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ ОТ УПРУГО ИЗОГНУТЫХ КРИСТАЛЛОВ

П. А. БЕЗИРГАНЯН, А. А. ПАПОЯН

Экспериментально исследовано угловое распределение интенсивности в брэгговски дифрагированном от упруго изогнутого кристалла пучке при монохроматическом первичном пучке. Показано, что изгиб кристалла приводит к появлению побочного максимума, который с уменьшением радиуса изгиба кристалла повышается и одновременно приближается к основному пику. Исследовано также влияние изгиба на форму и взаимное расположение различных спектральных линий в дифрагированном пучке, когда пучок падает на вогнутую и на выпуклую стороны изогнутого кристалла. В обоих случаях происходит сильное увеличение интенсивности отраженного пучка и быстрое уширение спектральных линий. Наблюдается также изменение расстояния между этими линиями.

Как известно, до 60-ых годов динамическая теория рассеяния рентгеновских лучей была развита в основном для идеальных кристаллов [1]. В последнее время в связи с широким применением эффектов динамической теории для экспериментального исследования дефектов кристаллов возникла необходимость обобщить динамическую теорию для несовершенных (реальных) кристаллов. В общем случае для несовершенных, тем более деформированных кристаллов динамическая теория, развитая для идеальных кристаллов, неприменима. Однако если ограничиться приближением слабых деформаций, можно принять, что в кристалле создается динамическое поле, которое в отличие от соответствующего поля в идеальном кристалле при переходе от одной области кристалла в другую претерпевает значительные изменения направления распространения потока энергии [2].

В дальнейшем теория, разработанная в [2], развивалась в работах Като [3], Бонзе [4] и других авторов. Новый метод решения задач дифракции рентгеновских лучей в несовершенных кристаллах разработан в работах [5, 6]. В рамках этого метода в работах [7—9] точно решена задача дифракции для упруго изогнутых кристаллов.

Существует большое количество экспериментальных исследований, подтверждающих правильность основных заключений вышеназванных работ. Однако кроме работы [4] в основном все они посвящены исследованию дифракции в несовершенных кристаллах в случае Лауэ. Дифракция в геометрии Брэгга имеет ряд практических преимуществ по сравнению с лауэ-дифракцией, главным из которых следует считать большую светосилу при высокой степени монохроматичности и коллимации пучков рентгеновских лучей в современных рентгенооптических устройствах [10].

Между тем развитие теории для деформированных кристаллов в случае Брэгга сталкивается со значительными трудностями, связанными с

явлением экстинкции — полного отражения рентгеновских лучей в некоторой угловой области. Первым исследованием в этой области следует считать теорию Бонзе [4], в которой автор на основе работы [2] с учетом эффекта экстинкции рассчитал траектории распространения потока энергии в однородно изогнутом кристалле. Однако начальные предположения, принятые в этой работе, не всегда обоснованны, а математическое представление проблемы очень сложно. Есть и другие работы [11, 12], которые посвящены теоретическому и экспериментальному исследованиям поверхностной структуры кристаллов с помощью отражения рентгеновских лучей по Брэггу. В последние годы появились работы, посвященные систематическому исследованию дифракции рентгеновских лучей в несовершенных кристаллах в случае Брэгга [13, 14], в которых точно решены уравнения Такаги для упруго изогнутого кристалла.

Существование и развитие подобной теории, а также принципиальная возможность использования изогнутых кристалл-монокроматоров и коллиматоров в рентгеновской интерферометрии и топографии высокого разрешения [10] делают весьма актуальным проведение экспериментальных работ по исследованию поведения волновых полей в изогнутых кристаллах, влияющих на угловое распределение интенсивности и на спектральный состав отраженного от кристалла пучка. В работе [15] экспериментально исследовано поведение волновых полей в изогнутых кристаллах в случае Брэгга при узкоколлимированном падающем пучке. Графики зависимости интенсивности пучка, дифрагированного в кристалле, от радиуса кривизны изгиба, приведенные в последней работе, хорошо демонстрируют характерные особенности поведения волновых полей в изогнутых кристаллах в случае Брэгга.

В настоящей работе исследована структура отраженного пучка от упруго изогнутого кристалла в случае Брэгга с использованием двухкристалльной системы. При монохроматическом падающем излучении исследовано распределение интенсивности в дифрагированном пучке в зависимости от радиуса изгиба кристалл-образца.

Как уже отмечалось, особый интерес представляет влияние изгиба кристалл-образца на форму и взаимное расположение спектральных линий в дифрагированном пучке. Этот вопрос особенно важен при использовании изогнутых кристаллов в качестве монокроматоров и коллиматоров; он исследован для спектральных линий K_{α_1} и K_{α_2} при различных значениях радиуса изгиба кристалл-образца. Исследованы случаи, когда первичный рентгеновский пучок падает и на вогнутую, и на выпуклую стороны изогнутого кристалла.

Эксперимент

В нашем эксперименте использована двухкристалльная система, состоящая из монокроматора и кристалл-образца, которые были съюстированы на расположении ($n = 1$; $m = 2$). Отражающими плоскостями служили атомные плоскости семейства (220).

Монохроматор и образцы, используемые в эксперименте, были изготовлены из почти бездислокационного монокристалла кремния. В эксперименте использовались три образца, которые вырезались в виде плоскопараллельных пластин с одинаковыми приблизительно размерами $40 \times 15 \times 0,65$ мм³, большие поверхности которых были параллельны семейству атомных плоскостей (110) и перпендикулярны семейству плоскостей ($\bar{1}\bar{1}2$).

Рентгеновское излучение MoK_α от трубки БСВ-11 с размерами проекции фокусного пятна $F 400 \times 400$ мкм², проходя через щель S_1 , падает на монохроматор M , съюстированный на первой оси двухосного гониометра (рис. 1). С помощью щели S_2 шириной 25 мкм выбирается линия K_α спектра, отраженного монохроматором. Затем этот пучок падает на образец C , съюстированный под точным углом Брэгга на второй оси го-

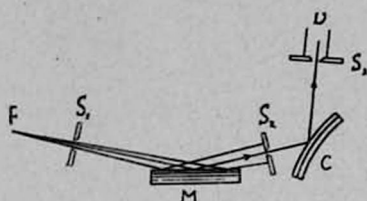


Рис. 1.

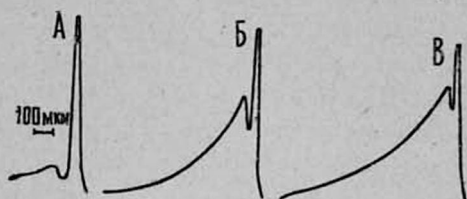


Рис. 2.

Рис. 1. Схема эксперимента: F — фокус рентгеновского излучения, S_1 , S_2 , S_3 — щели, M — монохроматор, C — кристалл-образец, D — детектор; расстояния: $FS_1 = 4,5$ см, $S_1M = 4,5$ см, $MS_2 = 9$ см, $S_2C = 9$ см, $CD = 18$ см.

Рис. 2. Микрофотометрические записи распределения интенсивности по ширине отраженного пучка при следующих значениях радиуса изгиба кристалл-образца: А) $R \approx 35$ м; Б) $R \approx 25$ м; В) $R \approx 15$ м.

ниометра, где установлено устройство для однородного изгиба монокристаллов [16]. Отраженный от образца пучок регистрировался детектором D . С целью исследования углового распределения интенсивности в дифрагированном на образце пучке по вышеописанной схеме при значениях радиуса изгиба образца $R \approx 35$, 25 и 15 м были сняты секционные топограммы на фотопластинке типа МК, расположенной перпендикулярно к дифрагированному пучку на расстоянии 10 см от образца. Значения R определяются следующим образом. Образец юстируется под точным углом Брэгга относительно первичного узкого пучка (ширина ~ 25 мкм) и отмечается угол θ_1 , при котором детектор регистрирует максимальную интенсивность. Затем при помощи устройства [16] образец перемещается перпендикулярно к центральному радиусу изогнутого кристалла на величину $\Delta x \approx 300$ мкм. Вследствие изгиба образца такой перенос приводит к его выводу из положения отражения. Опять съюстирован образец, отмечается угол θ_2 , под которым детектором регистрируется максимальная интенсивность в его новом положении. Радиус кривизны изгиба определяется из выражения [17]

$$R = \frac{\Delta x}{(\theta_2 - \theta_1)}.$$

Измеряя R по всей длине образца, мы убедились, что при всех трех его значениях центральная часть образца, освещаемая для получения секционных топограмм, изогнута однородно. От полученных секционных топограмм были сняты микрофотометрические кривые распределения интенсивности в отраженных пучках, которые приведены на рис. 2.

Исследования зависимости формы и взаимного расположения разных спектральных линий в дифрагированном пучке от R осуществлены с помощью записи спектральных линий K_{α_1} и K_{α_2} , для чего образец и счетчик синхронно вращались соответственно с угловыми скоростями ω и 2ω ; ширина щели S_2 предварительно была увеличена до 500 мкм. Исследовались случаи, когда первичный пучок падал и на вогнутую, и на выпуклую стороны кристалла. В обоих случаях R изменялся в пределах от ∞ до 6 м. На записанных кривых при различных значениях R измерялись следующие величины: расстояние между линиями K_{α_1} и K_{α_2} (Δl_R), высота максимумов линий K_{α_1} и K_{α_2} относительно фона (соответственно h_{1R} и h_{2R}) и ширина линий K_{α_1} и K_{α_2} на половине высоты максимумов (соответственно d_{1R} и d_{2R}). Измеренные величины сравнивались с соответствующими величинами при неизогнутом ($R \approx \infty$) образце (Δl_0 , h_{10} , h_{20} ; d_{10} , d_{20}), для чего определялись отношения при различных значениях R :

$$h_1 = \frac{h_{1R}}{h_{10}}, \quad h_2 = \frac{h_{2R}}{h_{20}}, \quad d_1 = \frac{d_{1R}}{d_{10}}, \quad d_2 = \frac{d_{2R}}{d_{20}}.$$

Эти относительные величины для обоих случаев, когда первичный пучок падает на выпуклую и на вогнутую стороны изогнутого кристалл-образца, приведены соответственно в табл. 1 и 2.

Таблица 1

R (м)	Δl	h_1	h_2	d_1	d_2
∞	1	1	1	1	1
85	1	1,2	1,2	1,1	1,2
42	1	2,1	2,1	1,3	1,4
28	1,03	2,9	2,9	1,6	1,7
20	1,03	3,6	3,5	1,8	2
15	1,03	3,8	3,9	2,3	2,5
10	1,03	3,9	4	2,8	3,1
8	1,07	3,8	3,9	3,5	3,8
6	1,16	3,7	3,8	5	4,8

Таблица 2

R (м)	Δl	h_1	h_2	d_1	d_2
∞	1	1	1	1	1
85	1	1,06	1,06	0,98	0,98
42	1	1,2	1,3	0,96	0,94
28	1	2,6	2,8	0,9	0,88
20	1	4,3	4,7	0,87	0,88
15	1	5,5	5,9	1,25	1,25
10	0,97	5,8	6,2	1,8	1,85
8	0,97	5,1	5,5	2,5	2,65
6	0,94	4,6	5	3,25	3,4

Обсуждение результатов и выводы

Как видно из рис. 2, при изгибе образца в угловом распределении интенсивности в отраженном пучке кроме основного пика возникает и побочный пик, который с уменьшением радиуса возрастает и одновременно приближается к основному пику.

Измерения на этих кривых показали, что величина $k = I_0/I_{\text{поб}}$ (где I_0 — высота максимума основного пика, $I_{\text{поб}}$ — высота максимума побочного пика) для $R = 35, 25$ и 15 м принимает соответствующие значения

$k_1 = 6$, $k_2 = 1,4$ и $k_3 = 1,3$. Расстояния между максимумами основного и побочного пиков для тех же значений R соответственно равны $\Delta S_1 = 130$ мкм, $\Delta S_2 = 70$ мкм и $\Delta S_3 = 50$ мкм.

Таким образом, в распределении интенсивности в отраженном пучке при использовании монохроматического излучения наблюдаются те же закономерности, что и в работе [15] при использовании немонхроматизированного пучка. Это есть доказательство того, что наблюдаемое явление не обусловлено спектральным составом первичного пучка, а связано с поведением волновых полей в изогнутых кристаллах. Различные спектральные составы первичных пучков, а также различие геометрии в этих работах приводят лишь к количественным изменениям параметров, описывающих данное явление.

Как известно, при дифракции рентгеновских лучей на изогнутых кристаллах в случае Лауэ с увеличением изгиба интегральная интенсивность увеличивается [18]. Из табл. 1 и 2 видно, что изгиб в случае Брэгга тоже приводит к увеличению интегральной интенсивности, так как увеличиваются как высота максимумов (h_1 и h_2), так и ширина пиков (d_1 и d_2). Однако в отличие от случая Лауэ, где явление увеличения интегральной интенсивности теоретически и экспериментально хорошо изучено [8, 18, 19], в случае Брэгга этот вопрос освещен недостаточно. Между тем его исследование крайне важно и необходимо в связи с принципиальной возможностью использования изогнутых кристаллов с брэгговской геометрией в светосильных устройствах в качестве монохроматоров и коллиматоров. Интересно также, что в случае вогнутого кристалла увеличение максимальной интенсивности примерно в 1,5 раза больше, чем в выпуклом случае. Это можно объяснить соответственно сходящимся и расходящимся характером лучей, отраженных от поверхности кристалла.

И в вогнутом, и в выпуклом случаях увеличение максимума интенсивности наблюдается до значения $R \approx 10$ м, после чего с уменьшением радиуса до 6 м максимум интенсивности уменьшается приблизительно на 5 и 20% соответственно для первого и второго случаев. Это обусловлено сужением области отражения кристалла в его фиксированном положении, так как с увеличением изгиба края области кристалла, освещаемые в эксперименте, выходят из отражающего положения [20—22]. Если первичную волну, падающую на кристалл-образец, принять плоской и монохроматической, уменьшение максимальной интенсивности должно было наблюдаться даже при незначительных изгибах. Однако первичная волна, используемая в нашем эксперименте, полностью не удовлетворяет этим требованиям, вследствие чего лишь при довольно малых значениях R ($R = 10$ м и меньше) максимум интенсивности уменьшается. При этом интегральная интенсивность продолжает увеличиваться, так как при обоих знаках изгиба, когда R уменьшается от 10 до 6 м, полуширина пиков увеличивается приблизительно на 70%, что обусловлено увеличением угла качания изогнутого образца при отражении пучка, падающего на образец от монохроматора. В случае выпуклого образца пики уширяются в 1,5 раза больше, чем в вогнутом случае, так как первичный пучок, падающий на кристалл-образец, имеет расходящийся характер.

Из таблиц также видно, что в выпуклом случае наблюдается тенденция к увеличению расстояния между линиями K_1 и K_2 , а в вогнутом случае — уменьшение, хотя и явление довольно слабо выражено: смещение не превышает 15% начального расстояния.

На основе полученных результатов можно сделать следующие основные выводы.

1. Изгиб кристалл-образца в брэгговски дифрагированном пучке приводит к возникновению побочного пика, который с увеличением изгиба возрастает и приближается к основному пику.

2. Такое поведение побочного пика не обусловлено особенностями спектрального состава первичного пучка, падающего на кристалл-образец, а связано с поведением волновых полей, дифрагированных в изогнутом кристалле.

3. Изгиб кристалл-образца влияет на форму и взаимное расположение спектральных линий в дифрагированном от кристалла пучке. Общие закономерности в вогнутом и выпуклом случаях следующие:

а) в обоих случаях интегральная интенсивность дифрагированного пучка с изгибом образца возрастает, причем в первом случае быстрее, чем во втором;

б) возрастает также максимум интенсивности дифрагированного пучка, однако при больших изгибах ($R = 10$ м и меньше) наблюдается его значительное уменьшение;

в) с изгибом пики спектральных линий уширяются, причем в вогнутом случае меньше, чем в выпуклом;

г) пики спектральных линий в вогнутом случае сближаются, а в выпуклом отдаляются, причем это явление слабо выражено.

Результаты, полученные в работе, на наш взгляд, могут быть полезными для более глубокого понимания поведения волновых полей в изогнутых кристаллах в случае Брэгга, а также при исследовании спектрального состава дифрагированного от изогнутых кристаллов пучка.

Ереванский государственный
университет

Поступила 16.VIII.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Г. Линскер. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах, Изд. Наука, М., 1974.
2. P. Pening, D. Polder. Philips Res. Rep., 16, 419 (1961).
3. N. Kato. J. Soc. Japan, 18, 1785 (1963).
4. U. Bonke. Z. Phys., 177, 385 (1964).
5. S. Takagi. Acta Cryst., 15, 1131 (1962).
6. D. Taupin. Bul. Soc. Franc. Miner. Cryst., 87, 469 (1964).
7. Ф. Н. Чуховский, П. В. Петрашень. ДАН СССР, 222, 599 (1975).
8. Ф. Н. Чуховский, П. В. Петрашень. ДАН СССР, 283, 1087 (1976).
9. F. N. Chukhovskii, P. V. Petrashen. Acta Cryst., A33, 311 (1977).
10. K. Kohra. Intern. Summer School on X-ray Dynamical Theory and Topography, France, 1975.

11. В. Р. Батурич и др. Кристаллография, 22, 144 (1977).
12. А. Fukuhara, Y. Takano. Acta Cryst., A33, 137 (1977).
13. Ф. Н. Чузовский, К. Т. Габриелян, П. В. Петрашен. ДАН СССР, 238, 81 (1978).
14. F. N. Chukhovskii, K. T. Gabrielyan, P. V. Petrashen. Acta Cryst., A34, 610 (1978).
15. А. А. Папоян, П. А. Безиргян, Г. М. Аладжаджян. Кристаллография, 25, 391 (1980).
16. А. А. Папоян, О. С. Семерджян. Молодой научный работник, 2 (28), 81 (1978).
17. U. Bonse, W. Graeff. Z. Naturforsch., 28a, 558 (1973).
18. E. N. Kislovskii, L. I. Datsenko, A. S. Vasilkevskii. Phys. Stat. Sol. (a), 33, 275 (1976).
19. Z. Janáček, J. Kuběna. Phys. Stat. Sol., A45, 55 (1978).
20. П. А. Безиргян, И. Б. Боровский. ДАН СССР, 92, 6 (1953).
21. П. А. Безиргян, А. Г. Акритов. Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 14, 99 (1961).
22. П. А. Безиргян, А. Г. Акритов. Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 15, 103 (1962).

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՀԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԲՐԷԳՅԱՆ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՆ ԱՌԱՋԳԱԿԱՆ ՀԿՎԱԾ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻՑ

Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳՅԱՆՅԱՆ, Ա. Ա. ՊԱՊՈՅԱՆ

Փորձնականորեն հետազոտված է ինտենսիվության տարածական բաշխումը ճկված բյուրեղից բրեգման անդրադարձման ենթարկված փնջում: Ցույց է տրված, որ բյուրեղի ճկումը բերում է լրացուցիչ մաքսիմումի առաջացման, որը ճկման շառավղի փոքրացմանը զուգընթաց բարձրանում և միաժամանակ մոտենում է հիմնական մաքսիմումին: Հետազոտված է նաև ճկման ազդեցությունը սպեկտրալ գծերի ձևի և փոխադարձ դասավորության վրա, երբ սկզբնական փունջը անդրադառնում է ճկված բյուրեղի ուռուցիկ և գոգավոր կողմերից:

BRAGG REFLECTION OF X-RAYS FROM BENT CRYSTALS

P. H. BEZIRGANIAN, A. A. PAPOYAN

The spatial distribution of the intensity of X-rays in a beam subjected to Bragg reflection from a bent crystal has been studied experimentally.

The bending of the crystal was shown to lead to an additional maximum which increased in height with the reduction of the bending radius and simultaneously approached the main maximum.

The effect of bending on the profiles of spectral lines and their mutual position has also been studied when the initial beam is reflected from the concave and convex surfaces of the bent crystals.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА $n\text{-InP}$

Г. Н. ЕРИЦЯН, В. А. СААКЯН

Приводятся результаты измерений теплопроводности, термоэлектродвижущей силы и электропроводности монокристаллов $n\text{-InP}$ до и после облучения электронами с энергией 7,5 и 50 МэВ. Обнаружено сильное уменьшение теплопроводности кристаллов $n\text{-InP}$ после облучения электронами с энергией 50 МэВ. Делается предположение, что это обусловлено содержащимися значительный пространственный заряд разупорядоченными областями, возникающими при облучении.

Изучение влияния облучения быстрыми электронами на физические свойства полупроводниковых соединений $A_{III}B_V$ и, в частности, InP представляет научный и практический интерес. С научной точки зрения такие исследования дают сведения о природе радиационных нарушений в этом материале, в котором сочетаются два элемента с большим отношением масс. А с практической стороны известно, что твердые растворы $\text{InP}_{1-x}\text{As}_x$ являются высокоэффективными термоэлектрическими материалами [1], а между тем их поведение в различных радиационных условиях изучено недостаточно полно.

Кристаллы InP были получены горизонтальной зонной плавкой и имели электронный тип проводимости с исходной концентрацией носителей тока $1,1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Образцы облучались на микротроне и инжекторе Ереванского физического института электронами с энергией соответственно 7,5 и 50 МэВ. Облучение на микротроне проводилось в два этапа суммарной дозой $\Phi = 1,90 \cdot 10^{17} \text{ эл/см}^2$. Были измерены теплопроводность (χ), термоэдс (α) и электропроводность (σ) вблизи азотной и комнатной температур до и после облучения соответствующими дозами электронов. Измеренные величины χ_1 , α_1 , σ_1 , и χ_2 , α_2 , σ_2 , а также χ_0 , α_0 и σ_0 представлены на рис. 1 и 3. На рис. 2 приведены измеренные значения коэффициента теплопроводности образцов, облученных на инжекторе дозой $8,35 \cdot 10^{16} \text{ эл/см}^2$.

Обсуждение результатов

1. Как видно из рис. 1 и 3, облучение $n\text{-InP}$ электронами с энергией 7,5 МэВ приводит к заметному уменьшению теплопроводности и электропроводности, а термоэдс соответственно возрастает. По характеру изменения электропроводности и термоэдс в зависимости от дозы облучения видно, что быстрые электроны, взаимодействуя с InP , образуют в нем дефекты, которые являются либо ловушками, либо акцепторами.

Предполагая, что эти дефекты имеют точечный характер, и используя формулу Маклея—Фешбаха [2] для сечения упругого рассеяния электро-

нов на неподвижных атомах мишени In и P , мы вычислили концентрации радиационных дефектов. При дозе облучения $\Phi = 1,9 \cdot 10^{17}$ эл/см² для концентрации радиационных точечных дефектов, соответствующих выбитым атомам индия и фосфора, получили значения

$$N^{In} = 3,64 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}, N^P = 9,9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}.$$

Рассчитаем по этим данным вклад образованных радиационных дефектов в тепловое сопротивление кристалла InP соответственно при низ-

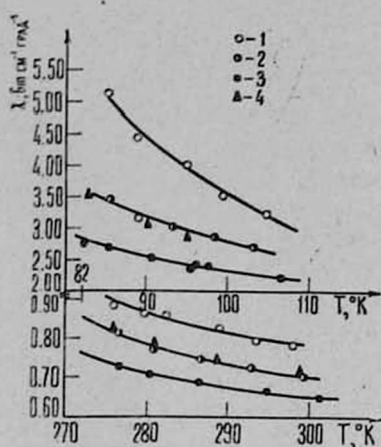


Рис. 1. Температурная зависимость теплопроводности $n-InP$ до и после облучения электронами с энергией 7,5 МэВ: 1 — $\Phi = 0$; 2 — $\Phi_1 = 1,15 \cdot 10^{17}$ эл/см²; 3 — $\Phi_2 = 1,90 \cdot 10^{17}$ эл/см²; 4 — после двухмесячной выдержки образцов при комнатной температуре.

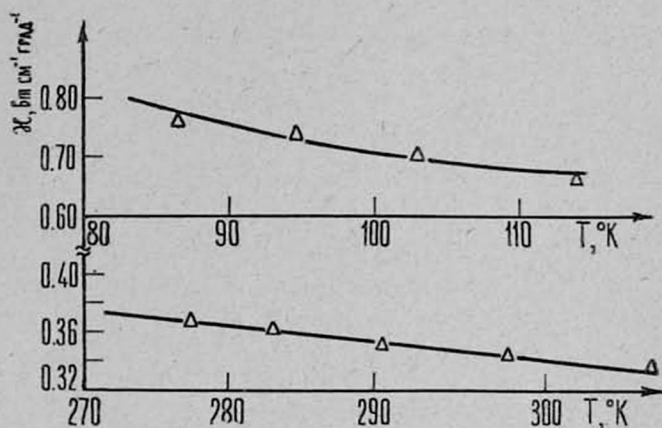


Рис. 2. Температурная зависимость теплопроводности $n-InP$ после облучения электронами с энергией 50 МэВ дозой $\Phi = 8,35 \cdot 10^{16}$ эл/см²

ких и высоких температурах с помощью теорий Клеменса [3] и Амбегаокара [4] и сравним с экспериментальными данными. Расчетные значения добавочного теплового сопротивления при температурах 86 и 300 К сопоставляются с экспериментальными данными в нижеприведенной таблице.

Это сравнение дает нам основание утверждать, что при бомбардировке InP быстрыми электронами с энергией по крайней мере до 7,5 МэВ возникающие радиационные дефекты в основном имеют точечный характер.

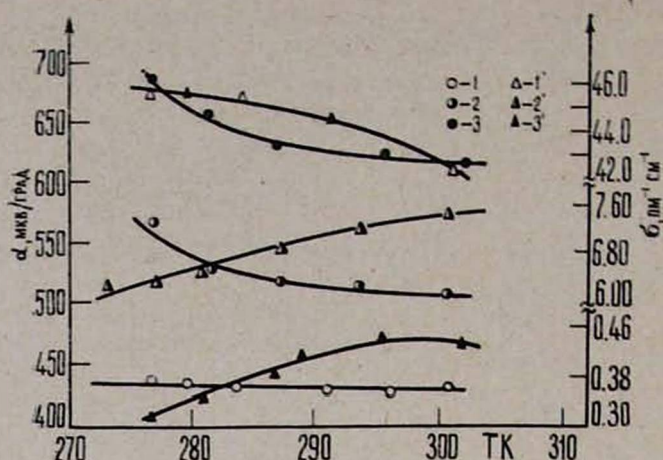


Рис. 3. Температурная зависимость термоэлектродвижущей силы (α) и электропроводности (σ) до и после облучения электронами с энергией 7,5 МэВ: 1,1' — α_0 и σ_0 до облучения; 2,2' — α_1 и σ_1 после облучения дозой $\Phi_1 = 1,15 \cdot 10^{17}$ эл/см²; 3,3' — α_2 и σ_2 после облучения дозой $\Phi_2 = 1,90 \cdot 10^{17}$ эл/см².

Таблица		
Wl расч. Вт ⁻¹ см град	T , К	Wl экс., Вт ⁻¹ см град
0,161	86	0,178
0,180	300	0,230

2. Электроны с энергией 50 МэВ при столкновении с атомами могут передать последним достаточно большую энергию (например, $T_{\max}^p = 1,77 \cdot 10^5$ эВ, $T_{\max}^{f, n} = 4,76 \cdot 10^4$ эВ), и часть из них при движении по кристаллу способна образовать области смещенных атомов с довольно высокой концентрацией дефектов в ней. Такие скопления дефектов обычно называют разупорядоченными областями (РО). Если предположить, что порог образования РО не ниже, чем $T_i = \frac{1}{8} \frac{M}{m} E_g$, где M — масса атома мишени, m — масса электрона, E_g — энергия порядка ширины запрещенной зоны, то концентрацию РО можно вычислить по той же формуле, что и для точечных дефектов. Только здесь необходимо учесть, что $q = T_{\max}/T_i$ и интегрирование проводится в пределах от T_i до $T_{\max}$. Расчет для концентрации РО дает следующее значение: $N_{(PO)} = 3 \cdot 10^{11}$ см⁻³.

Отсюда можно оценить размеры этих областей, если предположить, что они имеют форму сферы и не перекрываются:

$$N_{(PO)} = \frac{1}{V_{(PO)}} = \frac{3}{4\pi R^3}, \quad R \approx 925 \text{ \AA}.$$

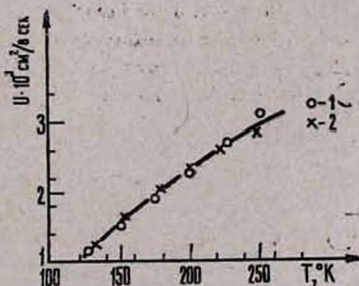
Таким образом, в результате облучения $n\text{-InP}$ электронами с энергией 50 МэВ в нем образуются РО, внешний радиус которых порядка 1000 Å. Внутренний радиус РО там, где в основном и сосредоточены радиационные дефекты, будет много меньше. Внешняя часть РО — это область пространственного заряда, откуда свободные электроны ушли во внутреннюю сердцевину РО и на другие дефекты типа ловушек и акцепторов. Остаточный незранированный положительный заряд донорных ионов будет взаимодействовать с атомами матрицы, у которых эффективный заряд равен $\pm 0,5 e$. Из-за такого кулоновского взаимодействия внутри области пространственного заряда решетка будет деформирована, что и является причиной рассеяния фононов и уменьшения теплопроводности. Фононы могут рассеиваться также на границах РО, так как из-за деформации они слегка разориентированы относительно невозмущенной части матрицы. К сожалению, из данных по теплопроводности рассчитать размеры РО невозможно из-за отсутствия соответствующей теории. Однако адекватность вычисленных нами R и $N_{(PO)}$ мы можем проверить косвенно путем расчета подвижности носителей тока в облученных образцах и сравнения ее с экспериментом.

В работе [5] измерен температурный ход подвижности электронов в $n\text{-InP}$ до и после облучения электронами с энергией 50 МэВ. При низких температурах подвижность у облученных образцов с повышением температуры увеличивается (в необлученных образцах, наоборот, уменьшается). Оказывается, что такое поведение подвижности может быть описано с помощью механизма, предложенного в работе [6]. В предположении, что рассеяние носителей тока происходит на разупорядоченных областях, модель которых предложена Госсиком [7], в работе [6] в случае т. н. «высоких барьеров» получено теоретическое выражение для подвижности μ :

$$\mu = \frac{9\epsilon^2}{2(2\pi m)^{1/2}} \left(\frac{2}{\pi e}\right)^3 \frac{(k_0 T)^{3/2}}{N(N_1 + N_2)^2 r_1^6 B(\alpha)}, \quad (1)$$

где ϵ — диэлектрическая постоянная, N , N_1 и N_2 — соответственно концентрации РО, доноров в основном материале и акцепторов в РО, r_1 — внутренний радиус РО, r_2 — радиус области пространственного заряда вокруг РО (внешний радиус — R), $\alpha = r_2/r_1$, $B(\alpha) \approx 8(\ln \alpha/4 + 5/6)$ при $\alpha \gg 1$.

Рис. 4. Температурная зависимость подвижности носителей в $n\text{-InP}$, облученном электронами с энергией 50 МэВ: 1 — рассчитанные согласно теории [6] значения; 2 — экспериментальные значения из работы [5].



Используя вычисленные нами значения N и r_2 , а также выбирая $r_1 = 55 \text{ Å}$ и $N_2 = 6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, мы рассчитали температурный ход под-

вижности по формуле (1). Расчетные и экспериментальные данные сравниваются на рис. 4, откуда видно, что в том интервале температур, где основную роль в механизме рассеяния носителей тока играет РО, совпадение очень хорошее; выше 250 К вклад в рассеяние дают также и тепловые колебания решетки.

Ереванский физический
институт

Поступила 4.XII.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. N. P. Kekelidze et al. Phys. St. Sol. (a), 38, K49 (1976).
2. J. H. Cahn. J. Appl. Phys., 30, 1310 (1959).
3. P. G. Klemens. Proc. Roy. Soc., A208, 108 (1951).
4. V. Ambegaokar. Phys. Rev., 114, 488 (1959).
5. Н. П. Кекелидзе и др. Сообщения АН ГрССР, 76, 333 (1974).
6. М. Ш. Джандиери, А. А. Церцвадзе. ФТП, 5, 1445 (1971).
7. B. R. Gosstik. J. Appl. Phys., 30, 1214 (1959).

ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅՔՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ

n-InP-ի վրա

Հ. Ն. ԵՐԻՏՅԱՆ, Վ. Հ. ՍԱԿՅԱՆ

Բերված են *n-InP* միաբյուրեղների շերտաճաղորդականության, շերտաէլեկտրաշարժ ուժի և էլեկտրաճաղորդականության չափումների արդյունքները՝ մինչև ճառագայթումը և 7,5 և 50 ՄէՎ էներգիա ունեցող էլեկտրոններով ճառագայթելուց հետո: Նկատված է շերտաճաղորդականության զգալի անկում 50 ՄէՎ էներգիա ունեցող էլեկտրոններով ճառագայթելուց հետո: Ենթադրվում է, որ այն պայմանավորված է տարածական լիցքով օժտված բարդ տիպի (այսպես կոչված անկանոն տիրույթներ) զեֆեկտներով:

THE EFFECT OF ELECTRON IRRADIATION ON *n-InP*

H. N. ERITSYAN, V. H. SAAKYAN

The results of measurements of the thermoconductivity, the thermoelectromotive force and electroconductivity of *n-InP* monocrystals before and after the irradiation with 7.5 and 50 MeV electrons are given. The thermoconductivity of *n-InP* crystals after the irradiation with 50 MeV electrons was observed to strongly decrease. This decrease was assumed to be due to the disordered ranges with notable space charge which arise at the electron irradiation.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ ИНФОРМАЦИИ В ПЛЕНКАХ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ СИСТЕМЫ $Ge-As-Se$

В. В. КАРАПЕТЯН, К. А. ЕГИЯН, Р. Г. МАРТИРОСЯН,
Э. П. САГАТЕЛЯН, Р. А. КАДЖОЯН, В. С. МИНАЕВ

Исследована оптическая запись информации на пленках халькогенидных стеклообразных полупроводников системы $Ge-As-Se$ и проведена классификация пленок этой системы с точки зрения голографической записи. Вся стеклообразная система разделена на четыре области. Показано, что существует определенная связь между голографическими параметрами и структурой пленок.

В последние годы широко ведутся работы по исследованию оптической записи информации в пленках халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) с целью создания нового класса эффективных носителей для записи оптической информации. Среди различных типов пленок ХСП система $Ge-As-Se$ является одной из наиболее перспективных. Хотя первые работы по оптической записи информации на этой системе появились относительно давно, в основном они посвящены изучению свойств стекол составов $As-Se$ [1—4]. Лишь в нескольких работах [5—7] изучаются свойства тройных стекол $Ge-As-Se$, причем в этих работах рассматриваются свойства лишь отдельных соединений этой системы, поэтому в настоящее время нет цельного представления о характеристиках оптической записи информации для составов этой системы во всей области стеклообразования. В связи с изложенным целью настоящей работы является исследование оптической записи информации на пленках ХСП системы $Ge-As-Se$ и классификация пленок этой системы с точки зрения голографической записи.

В работе исследовались пленки 30 составов $Ge-As-Se$ толщиной $0,65 \div 0,85$ мкм. Пленки получались вакуумно-термическим напылением стекол. Составы исходных стекол и пленок приводятся в таблице. Состав пленок определялся рентгено-флуоресцентным методом на спектрометре «Гейгерфлекс». Точность определения содержания каждого компонента составляла $\sim 1\%$.

Для нахождения параметров оптической записи информации на пленках исследуемых составов гелий-неоновым лазером ЛГ-38 записывались элементарные голограммы диаметром 0,3 мм с одновременным считыванием информации в максимуме $+1$ дифракционного порядка, отношение интенсивности которого к интенсивности падающего луча принималось равным дифракционной эффективности η . Установка калибровалась на непосредственную запись $\eta(t)$. Помимо $\eta(t)$ измерялось также изменение

коэффициента пропускания $T(t)$. В процессе исследований мощность лазера оставалась постоянной и контролировалась измерителем мощности ИМО-2 и ФЭУ. По кривым изменения дифракционной эффективности определялась энергетическая чувствительность γ пленок как время достижения 90% значения $\eta_{\max}$.

На рис. 1 и 2 приводятся характерные кривые изменения η и T . В первом случае (рис. 1) наблюдается быстрый рост η с дальнейшим медленным спадом ее почти до нулевого уровня, связанным с перезаписью. Пропускание этих пленок медленно уменьшается по аналогии с η . Во втором случае (рис. 2) дифракционная эффективность после достижения макси-

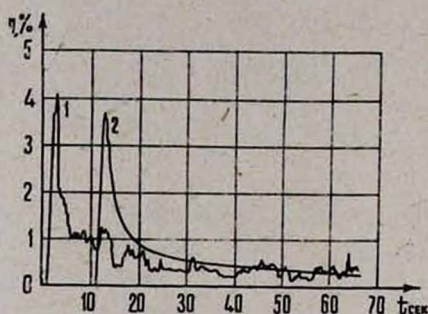


Рис. 1.

Рис. 1. Зависимость дифракционной эффективности (1) и коэффициента пропускания (2) от времени экспозиции для пленки состава $As_{55}Se_{45}$ толщиной 0,67 мкм.

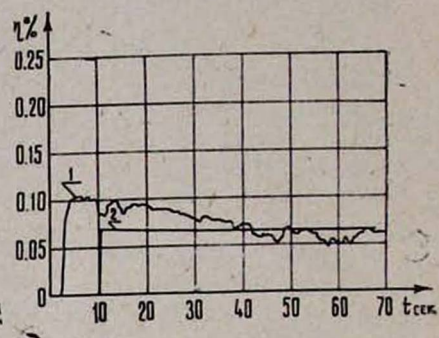


Рис. 2.

Рис. 2. Зависимость дифракционной эффективности (1) и коэффициента пропускания (2) от времени экспозиции для пленки состава $Ge_{11.1}As_{11.1}Se_{77.8}$ толщиной 0,65 мкм.

мум остается на том же уровне или изменяется незначительно; так же мало изменяется T . Пленки первого типа будем называть носителями без порога записи по мощности, а второго типа — с порогом. В обоих случаях на кривых η наблюдаются высокочастотные периодические колебания, связанные, видимо, с интерференцией $+1$ и $+2$ порядков опорного и объектного лучей.

В таблице приводятся обобщенные данные измерений всех исследованных пленок. Анализ показывает, что исследованные пленки по характеристикам голографической записи могут быть разбиты на четыре группы. В первую группу можно выделить двухкомпонентные стекла $As-Se$ и примыкающие к ним составы с небольшим содержанием германия (№ 1÷10), обладающие высокой чувствительностью и сильным уменьшением коэффициента пропускания. Последнее говорит о существенном вкладе амплитудной записи. Все пленки этой группы не имеют порога записи по мощности. Максимальные значения η , на порядок и более отличающиеся от остальных данных, наблюдаются у двухкомпонентных стекол с содержанием $As \sim 50\div 60$ ат.%, что соответствует данным работы [4].

Таблица

№	Исходный состав	Состав обожженной пленки	Структурно-химический состав пленки	d (мкм)	η макс. %	δ (сек)	порядок дифракции	T, %
	1	2	3	4	5	6	7	8
1	As ₂₅ Se ₇₅	As ₂₆ Se ₇₄	71,4 (As Se ₂) _{2/3} 28,6 (As Se _{1,5}) _{1/2}	0,85	0,09	1	—	31
2	As ₄₀ Se ₆₀	As ₄₄ Se ₅₆	61,5 (As Se _{2,5}) _{2/3} 38,5 (As ₂ Se _{1/2})	0,85	0,15	1,8	—	60
3	As ₅₀ Se ₅₀	As ₅₁ Se ₄₉	96 As ₂ Se _{1/2} 4 As _{2,5}	0,85	4,6	2	—	83
4	As ₅₅ Se ₄₅	As _{51,8} Se _{48,2}	73,8 As ₂ Se _{1/2} 26,2 As _{2,5}	0,7	4,1	1	—	89
5	As ₆₀ Se ₄₀	As _{63,5} Se _{36,5}	57,5 As ₂ Se _{1/2} 42,5 As _{2,5}	0,8	3,5	1	—	100
6	As ₆₄ Se ₃₆	As _{64,8} Se _{35,2}	43,7 As ₂ Se _{1/2} 56,3 As _{2,5}	0,7	0,4	1	—	95
7	As ₆₈ Se ₃₂	As _{72,5} Se _{27,5}	37,9 As ₂ Se _{1/2} 62,1 As _{2,5}	0,7	0,6	1	—	100
8	As ₇₂ Se ₂₈	As _{74,5} Se _{25,5}	30,7 As ₂ Se _{1/2} 69,3 As _{2,5}	0,7	0,04	1	—	90
9	As ₈₀ Se ₂₀	As _{77,2} Se _{22,8}	22,9 As ₂ Se _{1/2} 77,1 As _{2,5}	0,7	0,0002	40	—	50
10	Ge ₄₀ As _{51,5} Se _{8,5}	Ge ₄₃ As ₅₀ Se _{7,5}	41,8 (Ge Se ₁) _{1/2} 64,5 (As Se _{1,5}) _{2/3} 27,3 As ₂ Se _{1/2}	0,75	0,026	2	—	16,7
11	Ge ₂₅ As ₅₅ Se ₂₀	Ge _{28,8} As _{50,8} Se _{20,4}	24,5 (Ge Se ₁) _{1/2} 26 (As Se ₂) _{2/3} 50,5 Se Se _{2,5}	0,7	0,13	2,6	+	14,8
12	Ge _{12,5} As _{52,5} Se ₃₅	Ge _{13,2} As _{52,7} Se _{34,1}	45,4 (Ge Se ₁) _{1/2} 13,2 (As Se ₂) _{2/3} 41,4 Se Se _{2,5}	0,7	0,22	5	+	0
13	Ge ₁₀ As _{41,5} Se _{48,5}	Ge _{12,5} As _{41,5} Se _{46,5}	16,2 (Ge Se ₁) _{1/2} 27,3 (As Se ₂) _{2/3} 56,5 Se Se _{2,5}	0,6	0,1	2	+	5,7
14	Ge _{12,5} As _{52,5} Se ₃₅	Ge _{12,5} As _{50,8} Se _{36,7}	0,7 (Ge Se ₁) _{1/2} 71 (As Se ₂) _{2/3} 28,3 Se Se _{2,5}	0,75	0,1	2	+	10

Продолжение таблицы

№	1	2	3	4	5	6	7	8
15	Ge ₁₀ As ₅₀ Se ₄₀	Ge _{12,5} As _{47,7} Se _{39,8}	13,6 (Ge Se ₁) _{1/2} 29,8 (Ge Se ₂) _{2/3} 26,6 (As Se _{2,5}) _{2/3} + 29,8 (As Se _{2,5}) _{2/3}	0,7	0,13	10	+	10
16	Ge _{22,7} As _{42,3} Se ₃₅	Ge _{23,7} As _{40,8} Se _{35,5}	11,6 (Ge Se ₁) _{1/2} 16,3 (Ge Se ₂) _{2/3} 59,7 (As Se _{2,5}) _{2/3} 12,4 (As Se ₁) _{1/2}	0,75	0,05	2,4	+	8
17	Ge ₁₃ As ₄₁ Se ₄₆	Ge _{14,5} As _{41,5} Se ₄₄	10,6 (Ge Se ₁) _{1/2} 5,0 (Ge Se ₂) _{2/3} 35 (As Se ₂) _{2/3} 49,4 (As Se _{2,5}) _{2/3}	0,7	0,003	4	+	7
18	Ge _{11,7} As _{42,3} Se ₄₆	Ge _{12,5} As _{40,8} Se _{46,7}	5,0 (Ge Se ₁) _{1/2} 41 (As Se _{2,5}) _{2/3} 9 As ₂ Se _{1/2}	0,85	0,05	56	+	12,5
19	Ge _{12,5} As _{42,3} Se _{45,2}	Ge _{12,5} As _{42,7} Se _{44,8}	36,0 (Ge Se ₁) _{1/2} 47,4 (As Se _{2,5}) _{2/3} 15,8 As ₂ Se _{1/2}	0,85	0,01	50	+	13,6
20	Ge ₁₁ As _{41,5} Se _{47,5}	Ge _{12,5} As _{42,3} Se _{45,2}	3,3 (Ge Se ₁) _{1/2} 43,6 (As Se _{2,5}) _{2/3} 23,4 As ₂ Se _{1/2}	0,7	0,02	20	+	13,6
21	Ge ₁₁ As _{42,3} Se _{46,7}	Ge _{12,5} As _{42,3} Se _{45,2}	6,5 (Ge Se ₁) _{1/2} 33,6 As ₂ Se _{1/2} 5,9 As _{2,5}	0,85	0,02	50	—	0
22	Ge ₁₁ As _{42,3} Se _{46,7}	Ge _{12,5} As _{41,5} Se _{46,2}	6,07 (Ge Se ₁) _{1/2} 4,6 As ₂ Se _{1/2} 37,7 As _{2,5}	0,7	0,03	20	—	25
23	Ge ₁₀ As _{41,5} Se _{48,5}	Ge _{11,7} As _{42,3} Se ₄₆	3,3 (Ge Se ₁) _{1/2} 2,7 As ₂ Se _{1/2} 63 As _{2,5}	0,75	0,0007	5	—	10
24	Ge ₁₀ As _{41,5} Se _{48,5}	Ge _{12,5} As _{42,3} Se _{45,2}	25,2 (Ge Se ₁) _{1/2} 38,6 As ₂ Se _{1/2} 35,2 As _{2,5}	0,75	0,38	4	—	53,5
25	Ge ₁₀ As _{41,5} Se _{48,5}	Ge _{12,5} As _{42,3} Se _{45,2}	11 (Ge Se ₁) _{1/2} 50,45 (Ge Se ₂) _{2/3} 38,44 As _{2,5}	0,65	0,0008	38	+	16,7
26	Ge _{12,5} As _{42,3} Se _{45,2}	Ge _{12,5} As _{42,3} Se _{45,2}	6,04 (Ge Se ₁) _{1/2} 1,6 (Ge Se ₂) _{2/3} (As ₂) _{2/2} 38 As _{2,5}	0,8	—	—	—	—
27	Ge _{14,5} As _{41,5} Se ₄₄	Ge _{12,5} As _{42,3} Se _{45,2}	65,5 (Ge Se ₂) _{2/3} 6,8 (Ge Se ₁) _{1/2} (As ₂) _{2/2} 27,9 As _{2,5}	0,8	—	—	—	—
28	Ge _{12,5} As _{42,3} Se _{45,2}	Ge _{12,5} As _{42,3} Se _{45,2}	7,6 (Ge Se ₁) _{1/2} 39,7 (Ge Se ₂) _{2/3} 52,7 As _{2,5}	0,7	—	—	—	—
29	Ge _{12,5} As _{42,3} Se _{45,2}	Ge _{12,5} As _{41,5} Se _{46,2}	33,7 (Ge Se ₁) _{1/2} 0,8 (Ge Se ₂) _{2/3} (As ₂) _{2/2} 54,5 As _{2,5}	0,8	—	—	—	—

Абсолютные значения η в нашей работе и в [4] отличаются из-за того, что в [4] величина η определялась как отношение дифрагированных лучей первого и нулевого порядков. На рис. 3 для двухкомпонентных стекол приводятся зависимости η и контрастности

$$K = \frac{T_{\pi} - T_3}{T_{\pi} + T_3},$$

где T_1 и T_2 — коэффициенты пропускания пленок до и после светового облучения. На рисунке видно, что максимумы η и K не совпадают, что говорит об отсутствии прямого соответствия между этими величинами.

Процесс записи у этой группы пленок быстрый, стирание при переэкспозиции медленное, хорошо коррелирующееся с изменением T со вре-

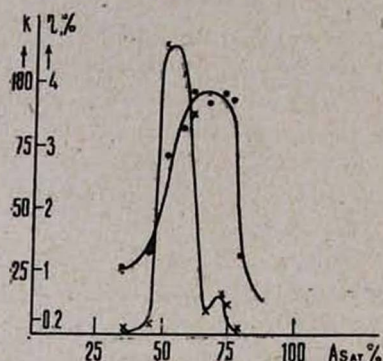


Рис. 3.

Рис. 3. Зависимость дифракционной эффективности (X) и контрастности (O) пленок от состава для системы As-Se.

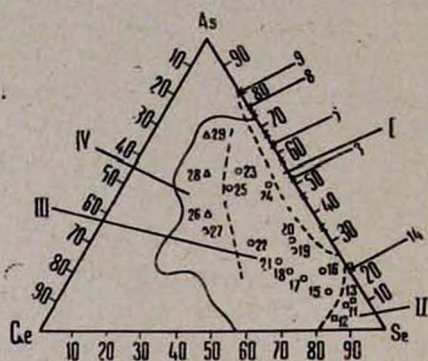


Рис. 4.

Рис. 4. Положение исследованных пленок системы Ge-As-Se в концентрационном треугольнике с разбиением на группы: X — составы первой группы, O — второй группы, O — третьей группы, Δ — четвертой группы; сплошная линия — граница стеклообразования.

менем. Следует отметить, что пленки ХСП этой группы предрасположены к старению. Наиболее сильно этот эффект выражен у составов с большим содержанием селена. С течением времени дифракционная эффективность у них падает, иногда на порядок; это, видимо, связано с большой чувствительностью и отсутствием порога, что приводит к частичной засветке под воздействием комнатного освещения.

Во вторую группу можно выделить трехкомпонентные пленки с малым содержанием германия и мышьяка (№ 11÷14). Эти пленки обладают достаточной дифракционной эффективностью и чувствительностью, малым изменением коэффициента пропускания. Пленки обладают порогом записи по мощности. Незначительное или полное отсутствие изменения T во время записи голограммы у этой группы составов указывает на то, что голограммы в основном являются фазовыми.

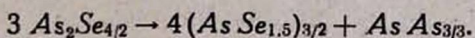
Составы № 15÷25, выделенные в третью группу, классифицированы как промежуточные между вышеуказанными двумя группами. Наибольшей дифракционной эффективностью в этой группе обладает состав № 24, близко расположенный к первой группе. Наличие порога наблюдается у составов № 15÷20, расположенных близко ко второй группе.

В четвертую группу входят составы № 26÷29, находящиеся в центральной части области стеклообразования. Эти составы нечувствительны к излучению гелий-неонового лазера.

Как видно из данных по изменению T , при оптической записи у всех составов за исключением № 20, 22 и 25 происходит сдвиг края пропускания в длинноволновую область.

На рис. 4 для наглядности представлена область стеклообразования системы $Ge-As-Se$ с указанием участков, соответствующих вышеприведенному разбиению составов на группы. Необходимо отметить, что разбиение пленок на группы практически совпадает с разбиением, приведенным в [6], по результатам исследований влияния светового облучения и термообработки на оптические свойства пленок этой системы. В [6] показано, что различие в свойствах разных групп пленок можно рассматривать с точки зрения структуры межатомных связей между различными компонентами стекол. По-видимому с этой точки зрения могут быть рассмотрены и результаты настоящей работы. Действительно, сравнение структурно-химического состава пленок с голографическими параметрами позволяет сделать ряд предположений относительно механизма воздействия лазерного излучения на пленки ХСП системы $Ge-As-Se$.

Для выделенной нами первой группы составов № 1÷10 изменения, которые происходят в них под воздействием лазерного излучения, видимо связаны с фотостимулированным разложением тетраэдрических структурных единиц (СЕ) $As_2Se_{4/2}$ по месту относительно слабых связей $As-As$ и трансформацией связей $As-Se$ по схеме [8]



Максимальное изменение дифракционной эффективности наблюдается у составов № 3÷5 с наибольшим процентным содержанием СЕ $As_2Se_{4/2}$. В [4] усиление фотостимулированных изменений в пленках $As-Se$ с содержанием мышьяка 50÷60% также объясняется разрывом связей $As-As$.

Во вторую группу входят составы с большим содержанием селена. Для этих составов характерно наличие полностью насыщенных халькогеном тригональных и тетраэдрических СЕ $(As Se_3)_{3/2}$ и $(Ge Se_4)_{4/2}$ а также цепей из СЕ $(Se Se)_{2/2}$. Свойства составов этой группы видимо, определяются в основном его структурно-химическими особенностями, переклещиваниями связей в кольчатых и циклических образованиях селена [8].

Составы, отнесенные к третьей группе, занимают по своим голографическим параметрам промежуточное положение между первой и второй группами. Составы № 18, 19, 21 и 23 из этой группы по своим голографическим параметрам близки к первой группе, в структурно-химическом выражении содержат СЕ $As_2Se_{4/2}$, с разложением которых, как было отмечено выше, связаны фотостимулированные превращения в первой группе. Составы № 15÷17, по своим голографическим свойствам близкие ко второй группе, в структурно-химическом выражении содержат цепочки селена хотя бы из двух атомов. У составов № 20, 22 и 25 сдвиг края пропускания при записи происходит в коротковолновую сторону, что отмечено в таблице знаком минус. Как показано в работе [9], при этом происходят структурные изменения, предшествующие кристаллизации и увеличивающие упорядоченность состояния.

Нечувствительность составов, выделенных в четвертую группу, к излучению $He-Ne$ лазера подтверждает сделанное предположение, что фотостимулированные изменения связаны с трансформацией Se , содержащих связи $As-Se$ и $Se-Se$, которые полностью отсутствуют у этой группы составов.

Приведенные в настоящей работе данные показывают, что существует определенная связь между голографическими параметрами и структурой пленок ХСП. Поведение пленок системы $Ge-As-Se$ в результате воздействия лазерного излучения можно рассматривать с точки зрения перестройки структурных единиц.

ЕрНИИММ

Поступила 16.X.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Б. Гуревич и др. Сб. докладов на Международном совещании по аморфным полупроводникам (Рейнхардсбрунн, ГДР), 2, 445 (1974).
2. J. P. De Neufville, S. C. Moss, S. R. Ovshinsky. J. Non-Cryst. Solids, 13, 191 (1974).
3. S. B. Gurevitch, N. N. Ilyashenko, B. T. Kolomiets. Phys. Stat. Sol. (a), 26, K127 (1974).
4. С. Б. Гуревич и др. Сб. Голография и обработка информации, Изд. Наука. 1976, стр. 146.
5. К. А. Егиян и др. Тезисы докладов Всесоюзного научно-технического симпозиума по разработке и применению оптоэлектронных голографических ЗУ, Пенза, 1974, стр. 21.
6. К. А. Егиян и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 127 (1978).
7. T. Igo. IEE Jap. Electron. Eng., 67, 24 (1972).
8. Э. У. Борисова. Химия стеклообразных полупроводников, Изд. ЛГУ, 1972.
9. I. Kakeo. J. Soc. Appl. Phys., 41, Suppl., 61 (1972).

ԻՆՓՈՐՄԱՑԻԱՅԻ ՀՈՒՈԳՐԱՖԻԱԿԱՆ ԳՐԱՆՅՄԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ Ge-As-Se ՄԻՍԵՄԻ ԱՊԱԿԵՆՄԱՆ ՀԱՎԱՈԳԵՆԻԴ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ

Վ. Վ. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ, Կ. Ա. ԵՂՅԱՆ, Ի. Գ. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ,
Է. Պ. ՍԱԴԵԼՅԱՆ, Ի. Հ. ՂԱԶՈՅԱՆ, Վ. Ս. ՄԻՆԱԵՎ

Հետազոտված է օպտիկական ինֆորմացիայի գրանցումը ամորֆ հալոգենիդ թաղանթների վրա: Թաղանթների դասակարգումը կատարված է հոլոգրաֆիական գրանցման տեսանկյունից: Ապակեման ամբողջ համակարգը բաժանված է չորս տիրույթների: Ցույց է տրված, որ կապ կա թաղանթի ստրուկտուրայի և հոլոգրաֆիական գրանցման պարամետրերի միջև:

STUDY OF CHARACTERISTICS OF HOLOGRAPHIC INFORMATION RECORDING IN THE FILMS OF HALKOGEN GLASS-LIKE SEMICONDUCTORS OF Ge-As-Se SYSTEM

V. V. KARAPETYAN, K. A. EGYAN, H. G. MARTIROSYAN,
E. P. SAGATELYAN, R. H. KADZHOYAN, V. S. MINAEV

The optical information recording on the films of hallogen glass-like semiconductors of $Ge-As-Se$ systems was studied. The classification of the films of the system as made from the point of view of holographic recording is given. It is shown that there exists an essential relation between the holographic parameters and the film structural-chemical composition.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЛИЗА ВОДЫ С ФОТОЭЛЕКТРОДАМИ ИЗ ОБЛАСТИ ГОМОГЕННОСТИ TiO

А. Г. САРКИСЯН, В. М. АРУТЮНЯН, В. М. АРАКЕЛЯН,
Р. С. АКОПЯН, А. О. АРАКЕЛЯН, Р. С. ВАРТАНЯН

Изготовлены фотоэлектроды из области гомогенности TiO и исследована эффективность преобразования солнечной энергии в топливную методом фотолиза воды в зависимости от состава фотоэлектрода.

Возможность использования окислов переходных металлов в качестве фотоэлектродов для преобразования солнечной энергии в топливную методом фотолиза воды вызывает значительный интерес. Одним из наиболее распространенных материалов, используемых для изготовления фотоэлектродов, является двуокись титана [1—5].

Имеющиеся в настоящее время установки с fotocувствительными электродами из TiO_2 имеют малый КПД и неэкономичны. Это связано с недостаточной изученностью электрофизических, оптических и фотоэлектрических свойств TiO_2 . Однако главным недостатком TiO_2 в качестве fotocувствительного электрода является то, что TiO_2 имеет широкую запрещенную зону (~ 3 эВ), т. е. основная полоса поглощения находится в ультрафиолетовой области, и поэтому следует ожидать сравнительно малую эффективность преобразования у фотоэлектродов из области гомогенности TiO_2 .

Одним из наиболее эффективных путей повышения КПД фотоэлектродов является поиск новых, устойчивых к агрессивным средам полупроводниковых материалов, имеющих запрещенную зону, величина которой близка к максимуму солнечной энергии. Логичен поиск более узкозонных материалов из областей гомогенности индивидуальных соединений в системе $Ti-O$.

Целью настоящей работы является синтез составов из области гомогенности TiO , изготовление из них фотоэлектродов и исследование фотолиза воды в зависимости от состава фотоэлектрода.

Составы из области гомогенности TiO нами были получены методом твердофазной реакции с последующей дуговой плавкой. Указанным методом получены образцы в интервале составов $TiO_{0,8} - TiO_{1,2}$. Состав образцов контролировался химическим анализом. В пределах области гомогенности свойства составов $TiO_{1 \pm x}$ изменяются от металлоподобных до полупроводниковых, что подтверждается результатами исследований электропроводности в зависимости от состава и температуры.

Характер изменения электропроводности в области гомогенности TiO приведен на рис. 1. С увеличением содержания кислорода электропроводность в области гомогенности падает более чем на порядок. Увели-

чение содержания кислорода приводит к уменьшению числа вакансий в анионной подрешетке или к увеличению числа вакантных узлов в катионной подрешетке, т. е. происходит постепенное опустошение $3d$ -зоны. Причиной опустошения зоны проводимости может быть насыщение $2P$ -полосы кислорода при сверхстехиометрическом кислороде и появление неионизированных (при комнатной температуре) центров [6, 7], что приводит к переходу от металлоподобного состояния к полупроводниковому. Действительно, в температурном интервале от комнатной до 500 К (рис. 2) электропроводность составов $TiO_{0,8} - TiO$ остается почти постоянной, в то время как на кривой электропроводности состава $TiO_{1,2}$ наблюдается характерный для полупроводников наклон.

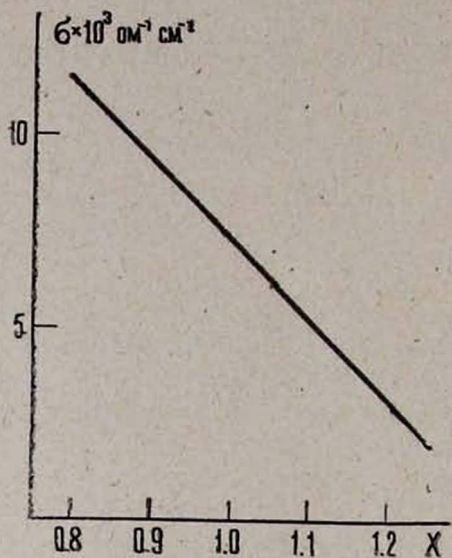


Рис. 1. Зависимость электропроводности TiO_x от содержания кислорода.

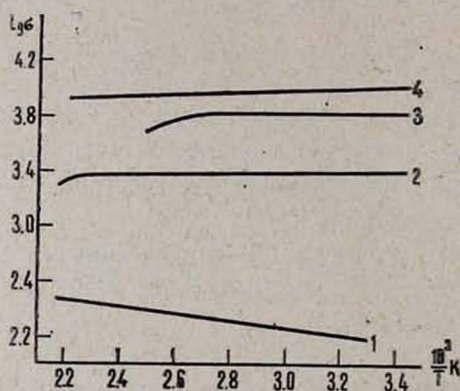


Рис. 2.

Рис. 2. Температурная зависимость электропроводности: 1 — $TiO_{1,2}$; 2 — $TiO_{1,1}$; 3 — $TiO_{0,8}$; 4 — $TiO_{0,9}$.

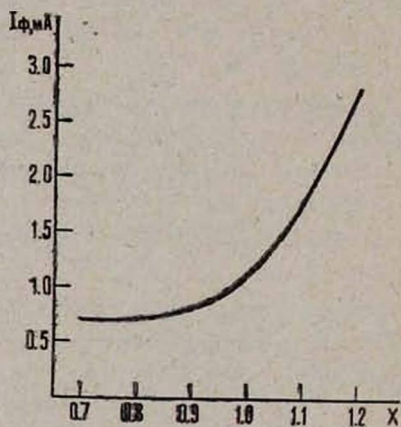


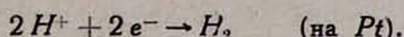
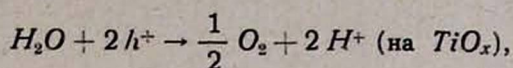
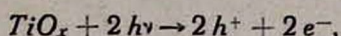
Рис. 3.

Рис. 3. Зависимость тока фотолиза от содержания кислорода в TiO_x .

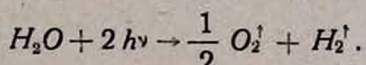
электрохимическая ячейка, состоящая из двух стеклянных отсеков, разделенных ионообменной мембраной. Полупроводниковый электрод помещался в анодный отсек, имеющий для освещения поверхности анода кварцевое окно. Второй электрод из платины помещался в другой отсек фотоэлектро-

химической ячейки. Анодный отсек заполнялся щелочно-водным электролитом, а катодный — кислотно-водным. В качестве источника света нами использовалась ксеноновая лампа высокого давления ДКСШ-1000.

Под действием света при короткозамкнутых электродах протекают следующие реакции:



В результате



За счет изгиба энергетических зон у поверхности полупроводникового электрода генерированные светом электронно-дырочные пары разделяются, дырки достигают поверхности полупроводника, в то время как электроны продвигаются вглубь его и далее на катод, что приводит к фотохимическому разложению воды, при котором на аноде выделяется кислород, а на катоде — водород. Описанным методом исследовался ток фотолиза в зависимости от состава фотоанода (рис. 3). Ток фотолиза с электродами, имеющими состав $TiO_{0,8} - TiO$, незначителен и почти не изменяется в указанном интервале. Дальнейшее увеличение содержания кислорода приводит к увеличению тока фотолиза.

При использовании фотоэлектродов, содержащих избыточные по сравнению со стехиометрией атомы титана, из-за большой концентрации зонных носителей тока (10^{21} см^{-3}) внутренний фотоэффект незначителен и поэтому ток фотолиза почти не отличается от темнового.

Ток фотолиза с фотоэлектродами, содержащими «избыточные» по сравнению со стехиометрией атомы кислорода, увеличивается с увеличением содержания кислорода, поскольку, как уже отмечалось, увеличение содержания кислорода приводит к уменьшению свободных носителей за счет заполнения $2P$ -уровней «избыточных» по сравнению со стехиометрией атомов кислорода и локализации электронов на возникших акцепторных уровнях. Сравнительно малые значения тока фотолиза, по-видимому, связаны с недостаточным для эффективного разделения неравновесных носителей изгибом энергетических зон на границе электрод—электролит.

Таким образом, на основании проведенного исследования можно заключить, что составы из области гомогенности TiO с избыточным по сравнению со стехиометрией содержанием кислорода являются перспективными материалами для фотоэлектродов в установках фотолиза воды.

Ереванский государственный
университет

Поступила 4.I.1980

1. H. P. Maruska, A. K. Ghosh. Solar Energy, 20, 443 (1978).
2. A. Fuyshima, K. Honda. Bull.-chem., Japan, 44, 1178 (1971).
3. M. Shiosawa et al. Yogyo Kyonai. Sei., 83, 471 (1975).
4. A. K. Ghosh, H. P. Maruska. J. Electrochem. Soc., 124, 1516 (1977).
5. M. A. Butler, R. D. Nohy, R. K. Quim. Sol. St. Com., 19, 1011 (1976).
6. М. И. Айвазов, Н. А. Домашнев, А. Г. Саркисян. Неорг. материалы, 6, 745 (1970).
7. М. И. Айвазов, Н. А. Домашнев, А. Г. Саркисян. Неорг. материалы, 7, 1564 (1971).

ՋՐԻ ՖՈՏՈԼԻԶԻ ՌԻՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ TiO -Ի ՀՈՄՈԳԵՆՈՒԹՅԱՆ
ՏԻՐՈՒՅԹԻՑ ՊԱՏՐԱՍՏՎԱԾ ՖՈՏՈԷԼԵԿՏՐՈԴՆԵՐՈՎ

Ա. Գ. ՍԱՐԿԻՍՅԱՆ, Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Վ. Մ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ,
Ռ. Ս. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Ա. Հ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Ռ. Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Պատրաստված են ֆոտոէլեկտրոդներ TiO -ի հոմոգենության տիրույթից: Հետազոտված է ֆոտոլիզի հոսանքի կախվածությունը ֆոտոէլեկտրոդների բաղադրությունից: Ցույց է տրված, որ ֆոտոէլեկտրոդներում թթվածնի քանակությունը ավելացնելիս ֆոտոլիզի հոսանքը մեծանում է:

INVESTIGATION OF WATER PHOTOLYSIS WITH
PHOTOELECTRODES FROM THE REGION OF TiO
HOMOGENEITY

A. G. SARKISYAN, V. M. ARUTUNYAN, V. M. ARAKELYAN,
R. S. AKOPYAN, A. O. ARAKELYAN, R. S. VARTANYAN

Photoelectrodes from the region of TiO homogeneity are prepared. The dependence of photolysis current on the composition and temperature of the photoelectrodes is investigated. It is shown, that the photolysis current is insignificant in the range ($TiO_{0.8}-TiO$), but increases with the increase in oxygen concentration.

Գ. Յու. Կրյուչկով. Վակուումի բեռնացման ցածր էներգետիկ սահմանը ուժեղ դաշտում	153
Գ. Մ. Հարությունյան, Խ. Վ. Ներկարայան. Ենթատարգելակային կլանումը ստացիոնար գերցանցում	162
Ս. Մ. Մարտիրոսյան, Վ. Ի. Կուլեշով. Ճոճվող ճառագայթով անտենաների միջանկյալ դասին	168
Թ. Լ. Ասարիանի, Ս. Վ. Տեր-Անտոնյան. Հորիզոնական տիեզերական ճառագայթներում մյուտոնների հետազոտությունը բ/լ Արագած կայանում կայծային կալորիմետրի մեթոդով	174
Յ. Հ. Բեգիրզանյան, Հ. Պ. Բեգիրզանյան. Ինտեգրելիան ճառագայթների անկյունային կոհերենտությունը և նրանց ֆոկուսացման հարցերը	186
Դ. Ս. Հայրյան, Է. Ա. Հայրյան, Ա. Ս. Հարությունյան, Յու. Լ. Վարդանյան. Էլեկտրոնների բաշխումը նեյտրոնահարուստ գերլիցքավորված միջուկով ատոմում	193
Ա. Տ. Հավունջյան, Լ. Գ. Հակոբյան, Կ. Գ. Անտոնյան, Ա. Գ. Դադալյան, Ս. Պ. Ղազարյան, Ս. Ա. Փառնանյան, Մ. Ս. Քոչարյան, Ա. Հ. Հովհաննիսյան. Ինտեգրելիան անցումային ճառագայթման դետեկտորների պարամետրերի օպտիմիզացման և հաշվարկի վերաբերյալ	193
Պ. Հ. Բեգիրզանյան, Ա. Ա. Պապոյան. Ինտեգրելիան ճառագայթների բրեզլյան դիֆրակցիան առաձգական ձկված բյուրեղներին	203
Հ. Ն. Ներիցյան, Վ. Հ. Սաճալյան. Էլեկտրոնային ճառագայթման ազդեցությունը n - InP վրա	210
Վ. Վ. Կարապետյան, Կ. Ա. Նոյան, Ռ. Գ. Մարտիրոսյան, Է. Պ. Սաղաթեյան, Ռ. Հ. Ղազոյան, Վ. Ս. Մինևա. Ինֆորմացիայի հոլոգրաֆիական գրանցման հետազոտումը Ge-As-Se սխեմայի ապակեման հալոգենիդ կիսահաղորդչային թաղանթներում	213
Ա. Գ. Սարգսյան, Վ. Մ. Հարությունյան, Վ. Մ. Առաքելյան, Ռ. Ս. Հակոբյան, Ա. Հ. Առաքելյան, Ռ. Ս. Վարդանյան. Զրի ֆոտոլիզի ուսումնասիրությունը TiO_2 -ի հոմոգենության տիրույթից պատրաստված ֆոտոէլեկտրոդներով	221

СОДЕРЖАНИЕ

Г. Ю. Крючков. Низкоэнергетический предел поляризации вакуума в сильном поле	153
Г. М. Арутюнян, Х. В. Неркарян. Подбарьерное поглощение в стационарной сверхрешетке	162
С. М. Мартиросян, В. И. Кулешов. Промежуточная зона антенн с качанием луча	163
Т. Л. Асатиани, С. В. Тер-Антонян. Исследование мюонов горизонтального потока космических лучей методом искрового калориметра на в/с Арагац	174
П. А. Безирганян, А. П. Безирганян. Угловая когерентность рентгеновских лучей и вопросы фокусировки	186
Г. С. Аджян, Э. А. Айрян, А. С. Арутюнян, Ю. Л. Вартамян. Распределение электронов в атоме с нейтронобогатым сверхзаряженным ядром	193
А. Т. Авунджян, Л. Г. Акопян, К. Г. Антонян, А. Г. Дадалян, С. П. Казарян, С. А. Канкян, М. С. Кочарян, А. Г. Оганесян. К расчету и оптимизации параметров РПМ-детектора	198
П. А. Безирганян, А. А. Папоян. Брэгговская дифракция рентгеновских лучей от упруго изогнутых кристаллов	203
Г. Н. Ерицян, В. А. Саакян. Влияние электронного облучения на n - InP	210
В. В. Карапетян, К. А. Есаян, Р. Г. Мартиросян, Э. П. Сагателян, Р. А. Каджоян, В. С. Минаев. Исследование характеристик голографической записи информации в пленках халькогенидных стеклообразных полупроводников системы Ge-As-Se	215
А. Г. Саркисян, В. М. Арутюнян, В. М. Аракелян, Р. С. Акопян, А. О. Аракелян, Р. С. Вартамян. Исследование фотолиза воды с фотоэлектродами из области гомогенности TiO_2	221