ՀՍՍՀ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶԻԿԱ
ФИЗИКА

1972

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈԼԵԳԻԱ

Ա. Ց. Ամատունի, Վ. Մ. Հարությունյան *(պատասխանատու խմբագրի տեղակալ)*, Գ. Մ. Ղարիբյան *(պատասխանատու խմբագիր)*, Է. Գ. Միրզաբեկյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Է. Գ. Շարոյան, Գ. Ս. Սահակյան, Ռ. Ա. Սարդարյան *(պատասխանատու քարտուղար)*, Հ. Հ. Վարդապետյան:

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Аматуни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), *Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян* (ответственный редактор), *Э. Г. Мирзабекян, М. Е. Мовсесян, Г. С. Саакян, Р. С. Сардарян* (ответственный секретарь), *Э. Г. Шароян.*

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 7, 311—319 (1972)

ПА-15203

КОГЕРЕНТНОЕ ОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННЫХ ПАР И ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НА КРИСТАЛЛЕ КОРУНДА

Р. О. АВАКЯН, А. А. АРМАГАНЯН, С. М. ДАРБИНЯН

Исследуется возможность применения монокристалла корунда как поляризатора фотонов и радиатора в тормозном излучении электронов при высоких энергиях.

Процессы тормозного излучения и образования электронно-позитронных пар в кристаллах хорошо изучены и применяются в настоящее время в экспериментах по получению поляризованных фотонных пучков высокой энергии и для анализа степени их поляризации [1]. Поляризованные пучки фотонов высоких энергий получены в процессе тормозного излучения электронов на кристалле алмаза. В этих пучках фотоны поляризованы на 75—30% в интервале энергий (0,2—0,5) E_0. Кабиббо и другие [2] предложили метод получения поляризованных фотонов высоких энергий, основанный на прохождении их через кристалл большой толщины. Этот метод дает возможность получить поляризованные фотоны в области предельной энергии тормозного излучения E_0, начиная с энергии E_0 порядка 5 *Гэв*. Степень поляризации фотонов, достигаемая в данном методе, зависит от энергии фотонов, структуры кристалла и других параметров.

В настоящей работе исследуется возможность применения монокристалла корунда как поляризатора фотонов высоких энергий по методу Кабиббо и радиатора в тормозном излучении электронов высоких энергий (алмаз дорого стоит и часто выходит из строя). С этой целью рассмотрим несколько подробно процессы образования электронно-позитронных пар и тормозного излучения на реальной структуре корунда. Кристалл корунда — ромбоэдрической сингонии со стороной ромба 5,12 Å и плоским углом ромбоэдра 55°17′, температура Дебая порядка 1200°К. Структура корунда показана на рис. 1 [3].

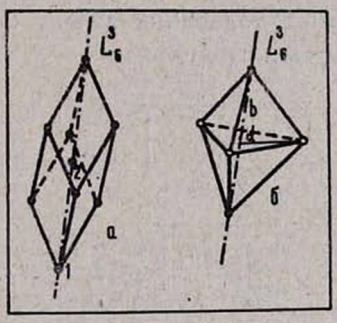


Рис. 1. а) Элементарная ячейка корунда, б) молекула Al_2O_3. Ячейка содержит две молекулы в вершине ромба 1 и в центре ячейки 2. Атомы алюминия (черные точки) находятся на оси ромба, атомы кислорода (светлые точки) — в плоскости, перпендикулярной оси ромба.

Дифференциальные сечения образования электронно-позитронных пар и тормозного излучения в кристалле в первом борновском приближении пропорциональны квадрату модуля Фурье-компоненты потен-

циала поля атомов. В случае кристалла корунда, содержащего в узлах решетки молекулы Al_2O_3, Фурье-компонента запишется в виде

$$V(\vec{q}) = 4\pi e \frac{Z_1}{q^2+\beta_1^2} \sum_{l_1} e^{i\vec{q}\vec{r}_{l_1}} + 4\pi e \frac{Z_2}{q^2+\beta_2^2} \sum_{l_2} e^{i\vec{q}\vec{r}_{l_2}}, \tag{1}$$

где Z и β^{-1} — заряд и радиус экранировки атомов, $\vec{q}$ — переданный ядру импульс, $\vec{r}_l$ — радиусы-векторы атомов, индексы 1 и 2 соответствуют двум сортам атомов. Соответственно этому дифференциальное сечение представляется в виде

$$d\sigma_{\text{кр}} = d\sigma'_{\text{БГ}} \left| \frac{Z_1}{q^2+\beta_1^2} \sum_{l_1} e^{i\vec{q}\vec{r}_{l_1}} + \frac{Z_2}{q^2+\beta_2^2} \sum_{l_2} e^{i\vec{q}\vec{r}_{l_2}} \right|^2, \tag{2}$$

где $d\sigma'_{\text{БГ}}$ — выражение дифференциального сечения Бете-Гайтлера на одном атоме без множителя $Z^2/(q^2+\beta^2)^2$.

Выражение (2) необходимо усреднить по тепловым колебаниям атомов в кристаллической решетке. Однако в данном случае ситуация осложняется тем, что в узлах решетки находятся не атомы, а молекулы Al_2O_3. Мы рассматриваем отклонение отдельных атомов Al и O от положения равновесия, не учитывая связи атомов в молекуле. Возможно, это приводит к несколько другому значению Дебай-Валлеровского фактора, однако мы надеемся, что полученные результаты не очень сильно отличаются от значений с точным учетом тепловых колебаний, так как Дебай-Валлеровский фактор заметно отличается от единицы только при больших передаваемых импульсах, которые дают малый вклад в сечение. Таким образом, предполагая, что атомы совершают колебания только около своих положений равновесия, после усреднения получим

$$\overline{\left|\sum_{l_1} e^{i\vec{q}\vec{r}_{l_1}}\right|^2} = N_1\left(1-e^{-q^2\overline{u_1^2}}\right) + e^{-q^2\overline{u_1^2}} \left|\sum_{l_1} e^{i\vec{q}\vec{r}_{l_1 0}}\right|^2,$$

$$\overline{\left|\sum_{l_2} e^{i\vec{q}\vec{r}_{l_2}}\right|^2} = N_2\left(1-e^{-q^2\overline{u_2^2}}\right) + e^{-q^2\overline{u_2^2}} \left|\sum_{l_2} e^{i\vec{q}\vec{r}_{l_2 0}}\right|^2, \tag{3}$$

$$\overline{\sum_{l_1, l_2} e^{i\vec{q}(\vec{r}_{l_1}-\vec{r}_{l_2})}} = e^{-\frac{1}{2}q^2(\overline{u_1^2}+\overline{u_2^2})} \sum_{l_1, l_2} e^{i\vec{q}(\vec{r}_{l_1 0}-\vec{r}_{l_2 0})},$$

где $\overline{u_1^2}$ и $\overline{u_2^2}$ — среднеквадратичные тепловые смещения атомов кислорода и алюминия от положений равновесия $\vec{r}_{l_1 0}$ и $\vec{r}_{l_2 0}$; N_1 и N_2 — числа атомов кислорода и алюминия в кристалле. Подставляя (3) в (2) и обозначая через $d\sigma_{1\text{БГ}}$ и $d\sigma_{2\text{БГ}}$ сечения на атомах 1 и 2, получим

$$d\sigma = d\sigma_{1БГ}\, N_1\left(1 - e^{-q^2\overline{u_1^2}}\right) + d\sigma_{2БГ}\, N_2\left(1 - e^{-q^2\overline{u_2^2}}\right) +$$

$$+ d\sigma'_{БГ}\left|\frac{Z_1}{q^2+\beta_1^2}\, e^{-\frac{1}{2}q^2\overline{u_1^2}} \sum_{l_1} e^{i\vec{q}\,\vec{r}_{l_1 0}} + \frac{Z_2}{q^2+\beta_2^2}\, e^{-\frac{1}{2}q^2\overline{u_2^2}} \sum_{l_2} e^{i\vec{q}\,\vec{r}_{l_2 0}}\right|^2. \quad (4)$$

Первые два члена в этом выражении соответствуют аморфной части сечения, третий член представляет интерференционное сечение. В формуле (4) необходимо провести суммирование по равновесным положениям атомов. Эти вычисления приведены в приложении. После проведения суммирования формулу (4) запишем так

$$d\sigma = d\sigma_{1БГ}\, N_1\left(1 - e^{-q^2\overline{u_1^2}}\right) + d\sigma_{2БГ}\, N_2\left(1 - e^{-q^2\overline{u_2^2}}\right) +$$

$$+ \bar{Z}^2\, d\sigma'_{БГ}\frac{(2\pi)^3}{V} N_0 \sum_{\vec{g}} \delta\,(\vec{q} - \vec{g})\, |D\,(\beta_1, \beta_2, g)|^2, \quad (5)$$

где V — объем элементарной ячейки, N_0 — число элементарных ячеек в кристалле, выражение $D(\beta_1, \beta_2, g)$ дано в приложении, а суммирование проводится по векторам обратной решетки $\vec{g}$. Чтобы получить окончательные формулы для сечения, необходимо подставить в (5) выражение $d\sigma'_{БГ}$ в переменных $\vec{q}$ и провести интегрирование по $\vec{q}$. Приведем окончательные результаты.

Формулы для аморфной и интерференционной частей сечения тормозного излучения запишем в виде

$$d\sigma^{ам}_{торм} = N\bar{\sigma}\frac{dx}{x}\left\{[1 + (1-x)^2]\,\psi_1^{ам}(\delta) - \frac{2}{3}(1-x)\,\psi_2^{ам}(\delta)\right\}, \quad (6)$$

$$d\sigma^{инт}_{торм} = N\bar{\sigma}\,\frac{dx}{x}\left\{[1 + (1-x)^2]\,\psi_1^{инт}(\delta, \theta) - \frac{2}{3}(1-x)\,\psi_2^{инт}(\delta, \theta)\right\}. \quad (7)$$

Определяя поляризацию как $P = \dfrac{d\sigma_\perp - d\sigma_\parallel}{d\sigma_\perp + d\sigma_\parallel}$, где $d\sigma_{\parallel,\perp}$ — дифференциальные сечения тормозного излучения с вектором поляризации фотона, лежащим в плоскости $(\vec{p}_1, \vec{c})$ и перпендикулярно к ней ($\vec{c}$ — ось кристалла), получим для P следующую формулу

$$x\left(\frac{d\sigma_\perp}{dx} + \frac{d\sigma_\parallel}{dx}\right) P = N\bar{\sigma}\,(1-x)\,\psi_3\,(\delta, \theta). \quad (8)$$

Сечения образования электронно-позитронных пар можно получить из (6) и (7) соответствующей заменой величин [1]. Они имеют следующий вид:

$$d\sigma^{ам}_{пары} = N\bar{\sigma}dy\left\{[y^2 + (1-y)^2]\,\psi_1^{ам}(\delta) + \frac{2}{3}\,y\,(1-y)\,\psi_2^{ам}(\delta)\right\}, \quad (9)$$

$$d\sigma_{\text{пары}}^{\text{инт}} = N\bar{\sigma}\,dy\left\{[y^2+(1-y)^2]\,\psi_1^{\text{инт}}(\delta,\theta)+\frac{2}{3}\,y\,(1-y)\,\psi_2^{\text{инт}}(\delta,\theta)\right\}. \quad (10)$$

Приведем также выражение для величины асимметрии образования электронно-позитронных пар поляризованными фотонами. Эта величина определяется отношением

$$R=\frac{d\sigma_{\parallel}-d\sigma_{\perp}}{d\sigma_{\parallel}+d\sigma_{\perp}}, \quad (11)$$

где $d\sigma_{\parallel,\perp}$ — дифференциальные сечения образования пар фотонами, поляризованными в плоскости $(\vec{k},\vec{c})$ и перпендикулярно к ней. Для величины асимметрии получаем выражение

$$\left(\frac{d\sigma_{\parallel}}{dy}+\frac{d\sigma_{\perp}}{dy}\right)R=-N\bar{\sigma}\,y\,(1-y)\,\psi_3(\delta,\theta). \quad (12)$$

В этих формулах введены следующие обозначения: $\bar{\sigma}=\bar{Z}^2r_0^2/137$, $\bar{Z}=(n_1Z_1+n_2Z_2)/(n_1+n_2)$, $\bar{Z}_1=Z_1/\bar{Z}$, $\bar{Z}_2=Z_2/\bar{Z}$; n_1, n_2 — числа атомов 1 и 2 в элементарной ячейке, $x=k/E_0$ — отношение энергии тормозного фотона к энергии начального электрона, $y=E_+/k$ — отношение энергии позитрона к энергии фотона в процессе образования пар.

Запись формул тормозного излучения и образования пар в виде (6)—(12) общепринята. В случае ромбоэдрического кристалла с разными атомами в основном видоизменяются выражения для функций ψ. Они имеют следующий вид:

$$\psi_1^{\text{ам}}(\delta)=\bar{Z}_1^2\frac{n_1}{n_1+n_2}\,(\psi_1^{(1)}(\delta)+\psi_{1e}^{(1)})+\bar{Z}_2^2\frac{n_2}{n_1+n_2}\,(\psi_1^{(2)}(\delta)+\psi_{1e}^{(2)}),$$

$$\psi_2^{\text{ам}}(\delta)=\bar{Z}_1^2\frac{n_1}{n_1+n_2}\,(\psi_2^{(1)}(\delta)+\psi_{2e}^{(1)})+\bar{Z}_2^2\frac{n_2}{n_1+n_2}\,(\psi_2^{(2)}(\delta)+\psi_{2e}^{(2)}), \quad (13)$$

где $\psi_1^{(1,2)}$, $\psi_2^{(1,2)}$ даются выражениями

$$\psi_1^{(1,2)}(\delta)=4+4\int_{\delta}^{1}(1-e^{-q^2\overline{u_{1,2}^2}})(q-\delta)^2\frac{q\,dq}{(q^2+\beta_{1,2})^2}, \quad (14)$$

$$\psi_2^{(1,2)}(\delta)=\frac{10}{3}+4\int_{\delta}^{1}(1-e^{-q^2\overline{u_{1,2}^2}})(q^2-6\delta^2\ln(q/\delta)+3\delta^2-3\delta^3/q)\frac{q\,dq}{(q^2+\beta_{1,2}^2)^2},$$

ψ_e соответствуют вкладу атомных электронов [4],

$$\psi_1^{\text{инт}}(\delta,\theta)=4\frac{N_0}{N}\frac{(2\pi)^2}{V}\sum_{\vec{g}}|D(\beta_1,\beta_2,g)|^2\frac{g_{\perp}^2}{g_{\parallel}^2},$$

$$\psi_2^{\text{инт}}(\delta,\theta)=24\frac{N_0}{N}\frac{(2\pi)^2}{V}\,\delta^2\sum_{\vec{g}}|D(\beta_1,\beta_2,g)|^2\frac{g_{\perp}^2}{g_{\parallel}^2}\,\frac{g_{\parallel}-\delta}{g_{\parallel}^2}, \quad (15)$$

$$\psi_3(\delta,\theta)=8\frac{N_0}{N}\frac{(2\pi)^2}{V}\,\delta^3\sum_{\vec{g}}|D(\beta_1,\beta_2,g)|^2\frac{(g_y^2-g_x^2)\cos 2\alpha-2g_xg_y\sin 2\alpha}{g_{\parallel}^4}.$$

Углы θ и α определяют направление влета электронов или фотонов в кристалл, как показано на рис. 2, δ — минимальный переданный импульс по направлению скорости падающей частицы в данном процессе, а $g_\perp$, $g_\parallel$, g_x, g_y и g_z, в соответствии с выбором системы координат относительно осей кристалла (см. рис. 2), имеют следующие значения:

$$g_\perp^2 = g_x^2 + g_y^2,$$

$$g_\parallel = g_z + \theta(g_x \sin\alpha - g_y \cos\alpha), \tag{16}$$

$$g_x = \frac{2\pi}{3a\sin\gamma}(2l - m - n), \quad g_y = \frac{2\pi}{\sqrt{3}\,a\sin\gamma}(m - n),$$

$$g_z = \frac{2\pi}{3a\cos\gamma}(l + m + n).$$

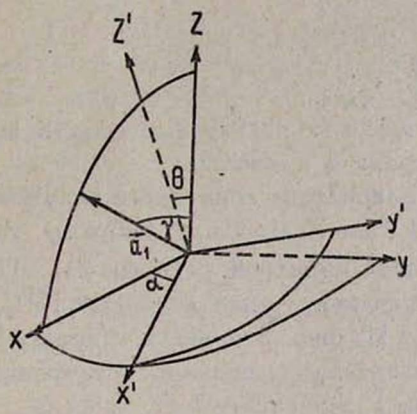


Рис. 2.

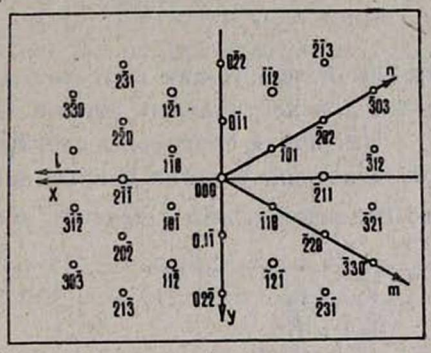


Рис. 3.

Рис. 2. Система координат xyz, связанная с осями кристаллической ячейки: ось z направлена вдоль оси $\vec{c} = \vec{a}_1 + \vec{a}_2 + \vec{a}_3$, базисный вектор $\vec{a}_1$ лежит в плоскости xz. Начальная частица падает по направлению оси z'. Углы θ и α определяют направление влета относительно осей кристалла.

Рис. 3. Плоскость обратной решетки $g_z = 0$ $(l + m + n = 0)$. Большие структурные факторы имеют точки, обозначенные кружками. Для этих точек $S_1 = 28{,}77$, $S_2 = 16$, $2\,\mathrm{Re}\, S_1 S_2^* = 42{,}91$.

Как видно из вышеприведенных формул, в сумму по векторам обратной решетки наибольший вклад дают точки с малыми g и большими структурными факторами. При этом суммирование по $\vec{g}$ проводится по тем узлам обратной решетки, для которых выполняется условие

$$g_\parallel = g_z + \theta(g_x \sin\alpha - g_y \cos\alpha) \geqslant \delta. \tag{17}$$

Условие (17) приводит к тому, что суммирование по $\vec{g}$ в основном необходимо провести по рядам узлов на плоскости $g_z = 0$. Эта плоскость показана на рис. 3. Отметим, что нами были рассмотрены также и другие направления влета, однако соответствующие плоскости

содержат точки с малыми структурными факторами и интерференционные эффекты получаются малыми.

На основе формул (6)—(10) проведены вычисления спектров тормозного излучения и образования электронно-позитронных пар, а также поляризации тормозного излучения на кристалле корунда. Полученные результаты существенно зависят от экранировки атомными электронами. Формулы (6)—(10) записаны для экспоненциальной экранировки. Переход к точной экранировке по модели Хартри-Фока совершается заменой [1]

$$\frac{1}{q^2+\beta^2} \to \frac{1-F(q^2)}{q^2}, \tag{18}$$

где $F(q^2)$ — атомный формфактор, для которого при $q^2 \leqslant 10^{-2}$ можно пользоваться разложением [5]

$$F(q^2) = \frac{1}{Z}\left(\sum_{l=1}^{4} a_l e^{-b_l q^2} + c\right). \tag{19}$$

При вычислениях для постоянных a, b, c мы пользовались их значениями для нейтральных атомов кислорода и алюминия.

На рис. 4 приведены спектр и поляризация тормозного излучения при начальной энергии электронов 4,8 *Гэв*. Углы θ и α выбраны так, что основной вклад в сечение дает точка обратной решетки $2\bar{1}\bar{1}$. Поляризация в пике достигает 75%.

На рис. 5 показан спектр образования электронно-позитронных пар в зависимости от энергии позитронов y при начальной энергии фотонов 6 *Гэв*, $\theta=24$ *мрад*, $\alpha=\pi/2$.

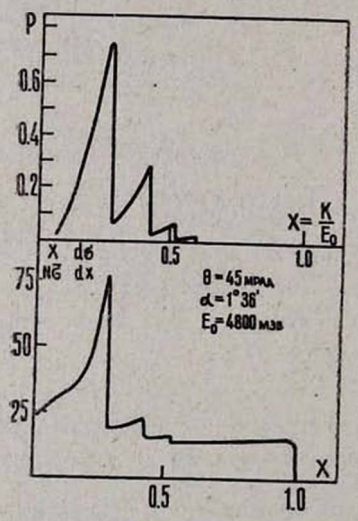


Рис. 4.

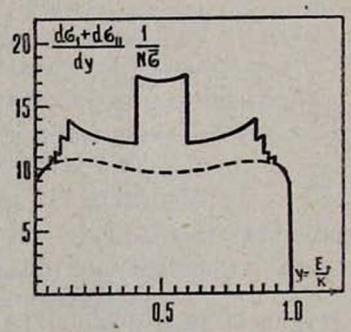


Рис. 5.

Рис. 4. Спектр тормозного излучения и поляризация при начальной энергии электронов 4,8 *Гэв*. Экранировка Хартри-Фока.

$\psi_1^{\text{ам}}=15{,}98$, $\psi_2^{\text{ам}}=15{,}2$; $\psi_{1e}^{(1)}=2{,}94$, $\psi_{2e}^{(1)}=2{,}8$, $\psi_{1e}^{(2)}=1{,}5$, $\psi_{2e}^{(2)}=1{,}48$.

Рис. 5. Спектр образования электронно-позитронных пар при начальной энергии фотонов 6 *Гэв*, $\theta=24$ *мрад*, $\alpha=\dfrac{\pi}{2}$. Значения функций $\psi^{\text{ам}}$ те же, что и в тормозном излучении.

Приведенные расчеты показывают, что кристалл корунда наряду с кристаллом алмаза может применяться на электронных ускорителях высоких энергий для получения квазимонохроматических поляризованных пучков фотонов. Из корунда можно получать тонкие пластинки для уменьшения многократного рассеяния в тормозном излучении. Интенсивность когерентного тормозного излучения в кристалле корунда меньше по сравнению с алмазом почти вдвое вследствие большего объема элементарной ячейки, $V_{кор} = 1{,}85\ V_{алм}$. Величины поляризации для пиковой энергии почти одинаковы. Большая величина асимметрии R в образовании пар на кристалле корунда представляет возможность использовать его как поляризатор фотонов высоких энергий [6].

Авторы благодарны С. Г. Матиняну за обсуждение.

Приложение

Проведем суммирование по равновесным положениям атомов в кристаллическом множителе в формуле (4). В соответствии с выбором элементарной ячейки, показанной на рис. 1, радиусы-векторы атомов представим в виде

$$\vec{r}_{l_1 0} = \vec{R}_l + \vec{\rho}_{j_1}, \qquad \vec{r}_{l_2 0} = \vec{R}_l + \vec{\rho}_{j_2}, \tag{П 1}$$

где $\vec{R}_l$ — радиус-вектор вершины элементарной ячейки, $\vec{\rho}_{j_1}$ и $\vec{\rho}_{j_2}$—радиусы-векторы атомов 1 и 2, отсчитываемые от вершины элементарной ячейки. Введя структурные факторы

$$S_1(q) = \sum_{j_1} e^{i\vec{q}\vec{\rho}_{j_1}}, \qquad S_2(q) = \sum_{j_2} e^{i\vec{q}\vec{\rho}_{j_2}}, \tag{П 2}$$

запишем кристаллический множитель формулы (4) в виде

$$\left| \frac{Z_1}{q^2+\beta_1^2} e^{-\frac{1}{2}q^2\overline{u_1^2}} \sum_{l_1} e^{i\vec{q}\vec{r}_{l_1 0}} + \frac{Z_2}{q^2+\beta_2^2} e^{-\frac{1}{2}q^2\overline{u_2^2}} \sum_{l_2} e^{i\vec{q}\vec{r}_{l_2 0}} \right|^2 =$$

$$= \overline{Z}^2 |D(\beta_1, \beta_2, q)|^2 \left|\sum_l e^{i\vec{q}\vec{R}_l}\right|^2, \tag{П 3}$$

$$D(\beta_1, \beta_2, q) = \frac{\overline{Z}_1}{q^2+\beta_1^2} S_1(q)\, e^{-\frac{1}{2}q^2\overline{u_1^2}} + \frac{\overline{Z}_2}{q^2+\beta_2^2} S_2(q)\, e^{-\frac{1}{2}q^2\overline{u_2^2}}.$$

В (П 3) в первом множителе суммирование идет по узлам элементарной ячейки. Если обозначить через $\vec{a}_1$, $\vec{a}_2$ и $\vec{a}_3$ базисные векторы прямой решетки, то

$$\vec{R}_l = l\vec{a}_1 + m\vec{a}_2 + n\vec{a}_3, \qquad (\Pi 4)$$

где l, m, n — целые числа, так что

$$\sum_i e^{i\vec{q}\vec{R}_l} = \sum_{l=0}^{N_1-1} e^{i\vec{q}\vec{a}_1 l} \sum_{m=0}^{N_2-1} e^{i\vec{q}\vec{a}_2 m} \sum_{n=0}^{N_3-1} e^{i\vec{q}\vec{a}_3 n}. \qquad (\Pi 5)$$

При больших N_1, N_2 и N_3 получим

$$\left|\sum_i e^{i\vec{q}\vec{R}_l}\right|^2 = \frac{(2\pi)^3}{a^3} N_0 \sum_{lmn=-\infty}^{\infty} \delta\left(q_{a_1} - \frac{2\pi}{a} l\right) \delta\left(q_{a_2} - \frac{2\pi}{a} m\right) \times$$

$$\times \delta\left(q_{a_3} - \frac{2\pi}{a} n\right) = \frac{(2\pi)^3}{V} N_0 \sum_{\vec{g}} \delta(\vec{q} - \vec{g}), \qquad \Pi 6)$$

где $N_0 = N_1 N_2 N_3$ — число элементарных ячеек в кристалле, $|\vec{a}_1| = |\vec{a}_2| = |\vec{a}_3| = a = 5{,}12 Å$, $V = (\vec{a}_1 [\vec{a}_2 \vec{a}_3]) = a^3 \sqrt{1 - 3\cos^2\varphi - 2\cos\varphi}$ — объем элементарной ячейки, $\varphi = 55° 17'$, $\vec{g}$ — вектор обратной решетки

$$\vec{g} = l\vec{g}_1 + m\vec{g}_2 + n\vec{g}_3,$$

$$\vec{g}_i = 2\pi \frac{[a_j \vec{a}_k]}{V}, \quad i, j, k = 1, 2, 3. \qquad (\Pi 7)$$

Вычислим теперь структурные факторы S_1 и S_2'. Элементарная ячейка содержит две молекулы Al_2O_3 в вершине и в центре ячейки (на оси $\vec{c} = \vec{a}_1 + \vec{a}_2 + \vec{a}_3$), повернутые на 180° друг относительно друга. Радиусы-векторы $\vec{\rho}_{j_1}$ и $\vec{\rho}_{j_2}$ выражаются через базисные векторы $\vec{a}_1$, $\vec{a}_2$ и $\vec{a}_3$ следующим образом:

$$\vec{\rho}_{j_1} = \begin{matrix} y(\vec{a}_2 - \vec{a}_3), \\ y(\vec{a}_3 - \vec{a}_1), \\ y(\vec{a}_1 - \vec{a}_2), \\ \left(\frac{1}{2}+y\right)\vec{a}_1 + \frac{1}{2}\vec{a}_2 + \left(\frac{1}{2}-y\right)\vec{a}_3, \\ \left(\frac{1}{2}-y\right)\vec{a}_1 + \left(\frac{1}{2}+y\right)\vec{a}_2 + \frac{1}{2}\vec{a}_3, \\ \frac{1}{2}\vec{a}_1 + \left(\frac{1}{2}-y\right)\vec{a}_2 + \left(\frac{1}{2}+y\right)\vec{a}_3, \end{matrix} \qquad \vec{\rho}_{j_2} = \begin{matrix} x(\vec{a}_1 + \vec{a}_2 + \vec{a}_3), \\ -x(\vec{a}_1 + \vec{a}_2 + \vec{a}_3), \\ \left(\frac{1}{2}+x\right)(\vec{a}_1 + \vec{a}_2 + \vec{a}_3), \\ \left(\frac{1}{2}-x\right)(\vec{a}_1 + \vec{a}_2 + \vec{a}_3), \\ \left(x = \frac{b}{3a\cos\gamma} = 0{,}104\right); \\ \left(y = \frac{d}{a}\frac{1}{\sqrt{3}\sin\gamma} = 0{,}303\right). \end{matrix} \qquad (\Pi 8)$$

Подставляя (П 7) и (П 8) в (П 2) и пользуясь соотношениями $\vec{g}_l \vec{a}_k = 2\pi\delta_{lk}$, получим

$$|S_1(g)|^2 = 2\,[1+(-1)^{l+m+n}]\,\{\cos[2\pi y(l-m)]+\cos[2\pi y(m-n)]+$$
$$+\cos[2\pi y(n-l)]\}^2+2\,[1-(-1)^{l+m+n}]\,\{\sin[2\pi y(l-m)]+$$
$$+\sin[2\pi y(m-n)]+\sin[2\pi y(n-l)]\}^2,$$
$$|S_2(g)|^2 = 8\,[1+(-1)^{l+m+n}]\cos^2[2\pi x(l+m+n)],$$
$$2\mathrm{Re}\,[S_1(g)\,S_2^*(g)] = 8\,[1+(-1)^{l+m+n}]\cos[2\pi x(l+m+n)]\times \qquad (\text{П } 9)$$
$$\times\{\cos[2\pi y(l-m)]+\cos[2\pi y(m-n)]+\cos[2\pi y(n-l)]\}.$$

Ереванский физический институт

Поступила 11.IV.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *М. Л. Тер-Микаелян*, Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1969; *H. Überall*, Phys. Rev., 103, 1055 (1956); *G. Diambrini Palazzi*, Rev. Mod. Phys., 40, 611 (1968). *U. Timm*, Fortschritte der Phys., 17, 765 (1969).
2. *N. Cabibbo, G. Da Pratto, G. De Franceschi, U. Mosco*, Phys. Rev. Lett., 9, 270 (1962); Nuovo Cimento, 27, 979 (1963).
3. Труды института кристаллографии, Изд. АН СССР, выпуск 8, М., 1953.
4. *J. A. Wheeler, W. E. Lamb*, Phys. Rev., 55, 858 (1959).
5. *D. T. Cromer, J. T. Waber*, Acta Cryst., 18, 104 (1965).
6. *Р. О. Авакян, А. А. Армаганян, С. М. Дарбинян*, Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 298 (1972).

ԿՈՀԵՐԵՆՏ ԷԼԵԿՏՐՈՆ–ՊՈԶԻՏՐՈՆԱՅԻՆ ԶՈՒՅԳԵՐԻ ԱՌԱՋԱՑՈՒՄԸ ԵՎ ԱՐԳԵԼԱԿՄԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ԿՈՐՈՒՆԴԻ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՎՐԱ

Ռ. Հ. ԱՎԱԳՅԱՆ, Ա. Ա. ԱՐՄԱՂԱՆՅԱՆ, Ս. Մ. ԴԱՐԲԻՆՅԱՆ

Հետազոտված է կորունդի միաբյուրեղի կիրառման հնարավորությունը որպես ֆոտոնային փնջերի բևեռացուցիչ և արգելակման ճառագայթման արձակիչ մեծ էներգիաների դեպքում։

COHERENT e^-- e^+-PAIR PRODUCTION AND BREMSSTRAHLUNG ON THE CORUNDUM CRYSTAL

R. O. AVAKIAN, A. A. ARMAGANIAN, S. M. DARBINIAN

The possibility of the application of single crystal corundum for the coherent e^- - e^+-pair production and bremsstrahlung is investigated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 7, 320—323 (1972)

ФОТОРОЖДЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ρ-МЕЗОНОВ НА ЯДРАХ

С. Р. ГЕВОРКЯН

В рамках теории рождения частиц на ядрах Глаубера-Марголиса получены дифференциальные сечения фоторождения заряженных ρ-мезонов, справедливые в широком интервале передач импульса и энергий $E_\gamma < 3$ *Гэв*.

Предсказывается их зависимость от атомного номера.

1. Сечения многих неупругих процессов взаимодействия частиц с нуклонами сильно убывают с ростом энергии, и поэтому для экспериментального изучения таких процессов при высоких энергиях весьма полезным является использование ядерных мишеней. Примером такого процесса является фоторождение ρ-мезонов.

В настоящее время существует одна экспериментальная работа по фоторождению ρ^--мезонов на дейтронах [1], а для фоторождения ρ^+-мезонов делаются предсказания, исходя из различных моделей (см., напр. [2]). Ниже в рамках теории рождения частиц на ядрах, интенсивно развивающейся в последние годы [3—6], рассмотрено фоторождение заряженных ρ-мезонов на ядрах при высоких энергиях. Предсказывается зависимость дифференциальных сечений рассматриваемого процесса от атомного номера для разных передач импульса.

2. Фоторождение заряженных ρ-мезонов на ядрах $\gamma A \to \rho A'$ является некогерентным процессом, так как конечное состояние ядра A' отличается от начального A, по крайней мере, зарядом. Как известно [4, 5], основной вклад в амплитуду фоторождения на ядре заряженных мезонов с учетом перерассеяния дают диаграммы, изображенные на рис. 1.

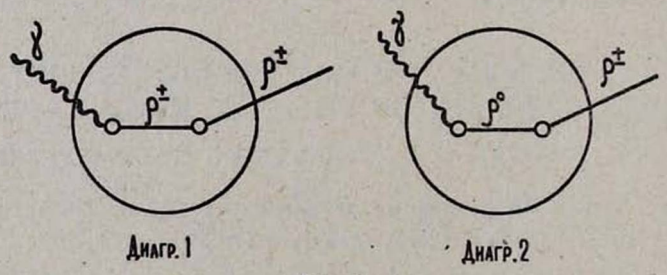


Рис. 1.

Нас будет интересовать область энергий $E_\gamma \lesssim 3$ *Гэв*, когда $\Delta^{-1} \ll \lambda$, где $\Delta = \frac{m_\rho^2}{2k}$ — продольная передача импульса, а λ — длина свободного пробега ρ-мезонов в ядре. Это условие позволяет пренебрегать интерференционным вкладом в дифференциальное сечение.

Воспользовавшись техникой, развитой в работе [6], получим для дифференциальных сечений фоторождения $\rho^{\pm}$-мезонов на ядрах

$$\frac{d\sigma^{\pm}}{dt} = \frac{Z(N)}{4\pi A}\int d\vec{b}\, e^{i\vec{q}\vec{b}}\,\Omega_{\gamma\rho^{\pm}}(\vec{b})\, N(0,\ \bar{\sigma}_{\rho^{\pm}}) + \\ + \frac{Z(N)}{4\pi A}\int d\vec{b}\, e^{i\vec{q}\vec{b}}\,\Omega_{\gamma\rho^{\circ}}(\vec{b})\,\Omega_{\rho^{\circ}\rho^{\pm}}(\vec{b}) \times \\ \times \frac{N(0,\ \bar{\sigma}_{\rho^{\pm}}) - N(0,\ \bar{\sigma}_{\rho^{\circ}})}{\bar{\sigma}_{\rho^{\circ}} - \bar{\sigma}_{\rho^{\pm}}}. \tag{1}$$

Первое слагаемое представляет собой вклад от диаграммы I, а второе — вклад от диаграммы II,

$$N(\sigma_1,\ \sigma_2) = \int d\vec{b}\ \frac{e^{-\sigma_1\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\rho(z,\ \vec{b})\,dz} - e^{-\sigma_2\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\rho(z,\ \vec{b})\,dz}}{\sigma_2 - \sigma_1}$$

так называемые эффективные числа нуклонов [3], $\rho(z,\ \vec{b})$ — ядерная плотность, $\bar{\sigma} = \sigma - \Omega(\vec{b})$, где σ — полное сечение, а

$$\Omega_{xy}(\vec{b}) = \int f_x(\vec{\Delta})\, f_y^{*}(\vec{\Delta})\, e^{i\vec{\Delta}\vec{b}}\,\frac{d^2\Delta}{k^2}.$$

Хотелось бы подчеркнуть, что выражение (1) справедливо для любых передач импульса в рассматриваемой области энергий. Предполагая, что $\sigma_{\rho^{\circ}N} = \sigma_{\rho^{\pm}N} = \sigma$, и ограничиваясь областью передач импульса $|t| \lesssim 1$ $(Гэв/c)^2$, для которой достаточно трех некогерентных перерассеяний [6], получим, разлагая выражение (1) по степеням $\frac{\Omega}{\sigma}$ и пренебрегая высшими некогерентными перерассеяниями,

$$\frac{d\sigma^{\pm}}{dt} = \frac{Z(N)}{4\pi A}\int d\vec{b}\, e^{i\vec{q}\vec{b}}\,\Omega_{\gamma\rho^{\pm}}(\vec{b})\, N(0,\ \sigma) + \frac{Z(N)}{4\pi A}\int d\vec{b}\, e^{i\vec{q}\vec{b}} \times \\ \times [\Omega_{\gamma\rho^{\pm}}(\vec{b})\,\Omega_{\rho^{\circ}\rho^{\circ}}(\vec{b}) + \Omega_{\gamma\rho^{\circ}}\,\Omega_{\rho^{\circ}\rho^{\pm}}]\,\frac{N(0,\ \sigma) - N_1(\sigma)}{\sigma} + \\ + \frac{Z(N)}{4\pi A}\int d\vec{b}\, e^{i\vec{q}\vec{b}}\,[\Omega_{\gamma\rho^{\pm}}\,\Omega^2_{\rho^{\circ}\rho^{\circ}} + 2\,\Omega_{\gamma\rho^{\circ}}\,\Omega_{\rho^{\circ}\rho^{\pm}}\,\Omega_{\rho^{\pm}\rho^{\pm}}] \times \\ \times \frac{N(0,\ \sigma) - N_1(\sigma) - N_2(\sigma)}{\sigma^2}, \tag{2}$$

где

$$N_m(A,\ \sigma) = \frac{1}{m!}\int (\sigma T(\vec{b}))^{m-1}\, e^{-\sigma T(\vec{b})}\, d^2b, \quad m = 1,\ 2.$$

Если предположить векторную доминантность $(f_p(t) = g_v f_s(t))$ и считать, что нуклонные амплитуды имеют вид $f(t) = f(0)\, e^{at/2}$, то из (2)

получим следующее выражение для дифференциального сечения фоторождения $\rho^{\pm}$-мезонов на ядрах:

$$\frac{d\sigma^{\pm}}{dt} = \frac{Z(N)}{A} N(0, \sigma) \frac{d\sigma_0^{\pm}}{dt} + 2\frac{Z(N)}{A}[N(0, \sigma) - N_1(\sigma)] \times$$

$$\times \frac{\sigma^{el}}{\sigma} \cdot \frac{a_1}{a_1 + a} e^{\frac{a^2}{a_1+a}|t|} \frac{d\sigma_0^{\pm}}{dt} + 3\frac{Z(N)}{A}[N(0, \sigma) - N_1(\sigma) - N_2(\sigma)] \times$$

$$\times \left(\frac{\sigma^{el}}{\sigma}\right)^2 \frac{a_1}{a_1 + 2a} e^{\frac{2a^2}{a_1+2a}|t|} \frac{d\sigma_0^{\pm}}{dt}. \qquad (3)$$

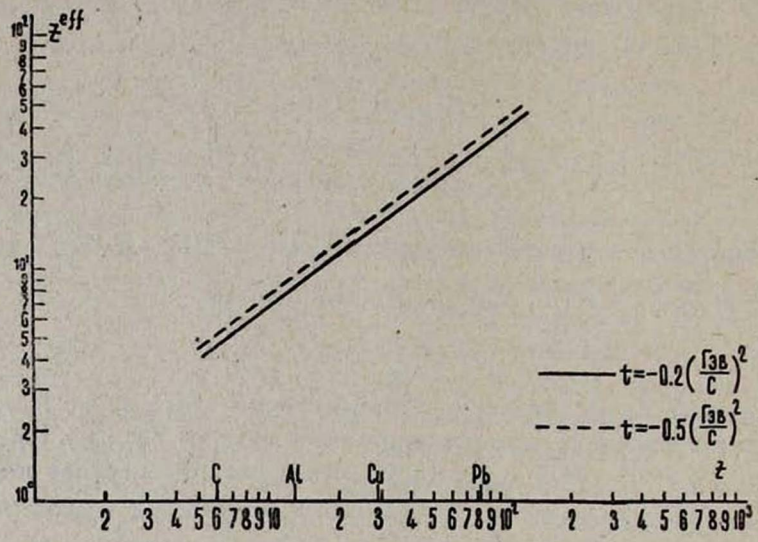


Рис. 2.

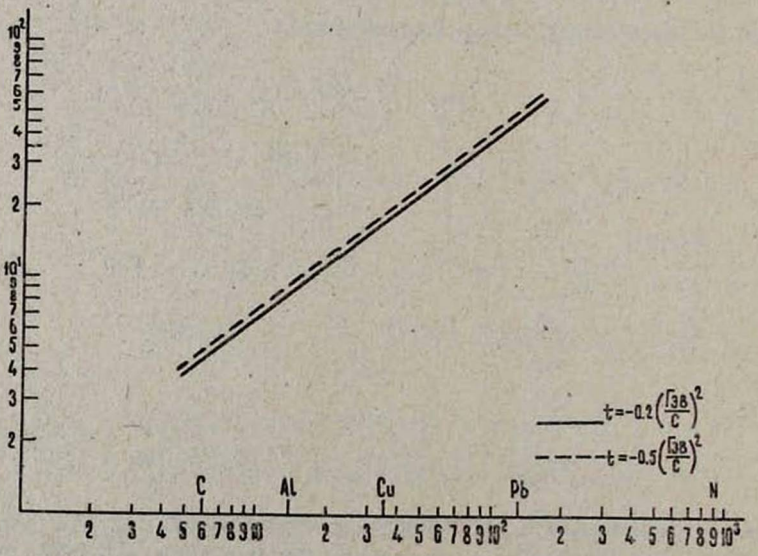


Рис. 3.

Здесь $\frac{d\sigma_0^{\pm}}{dt} = \frac{d\sigma}{dt}(\gamma N \to \rho^{\pm} N)$; $a = a_{\gamma\rho^{\pm}}$ и $a_1 = a_{\rho\rho}$ — параметры наклонов для фоторождения $\rho^{\pm}$-мезона и упругих ρ-мезонных амплитуд соответственно.

На рис. 2, 3 представлена зависимость эффективных нуклонных чисел

$$Z^{eff} = \frac{d\sigma^{+}/dt}{d\sigma_0/dt\,(\gamma p \to \rho^{+} n)} \text{ и } N^{eff} = \frac{d\sigma^{-}/dt}{d\sigma_0/dt\,(\gamma n \to \rho^{-} p)}$$

от атомного номера для двух значений передач импульса, рассчитанная по формуле (3). Как видно из рисунков, эффективные нуклонные числа слабо зависят от передач импульсов и подчиняются закону $A^{2/3}$.

В заключение автор выражает глубокую благодарность С. Г. Матиняну и А. В. Тарасову за ценные советы и интерес к работе.

Ереванский физический институт Поступила 7.IV.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. ABHHM — Collaboration, Bonn PIB 3—16 (1970).
2. *Р. П. Григорян* и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 235 (1972).
3. *K. S. Kölbig, B. Margolis*, Nucl. Phys., B6, 85 (1968).
4. *A. Cottfried, D. R. Yennie*, Phys. Rev., 182, 1595 (1969).
5. *G. von Bochmann, B. Margolis, C. L. Tang*, Phys. Rev. Lett., 24, 483 (1970).
6. *С. Р. Геворкян, А. В. Тарасов*, Препринт ОИЯИ, Р2—5752 (1971).

ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ρ-ՄԵԶՈՆՆԵՐԻ ՖՈՏՈԾՆՈՒՄԸ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ՎՐԱ

Ս. Ռ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Միջուկի վրա տարրական մասնիկների ծնման Գլաուբեր-Մարգոլիսի տեսության շրջանակներում ստացված են լիցքավորված ρ-մեզոնների ֆոտոծնման դիֆերենցիալ կտրվածքները, որոնք ճիշտ են փոխանցված իմպուլսների լայն տիրույթի համար և երբ ֆոտոնի էներգիան՝ $E_{\gamma} < 3$ գէվ։ Կանխագուշակվում է դիֆերենցիալ կտրվածքների կախումը ատոմական համարից։

CHARGED ρ-MESON PHOTOPRODUCTION ON NUCLEI

S. P. GEVORKIAN

In the framework of incoherent production theory of Glauber—Margolis valid for a wide range of t momentum transfer, the cross section of charged ρ-meson photoproduction on nuclei has been obtained for $E_{\gamma} < 3$ *Gev*.

The dependence of these cross sections on the atomic number is presented.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 7, 324—328 (1972

ПОЛЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ, ДВИЖУЩЕЙСЯ ПО ОСИ КАНАЛА В СЛОИСТОЙ СРЕДЕ

О. С. МЕРГЕЛЯН

Рассмотрено излучение заряда, движущегося по оси канала радиуса r_0. Диэлектрическая постоянная среды, окружающей канал, периодически меняет свои свойства в направлении, совпадающем с осью канала. В этом случае внутри канала имеет место дифракционное излучение, а вне канала присутствуют рассеянное на неоднородностях черенковское излучение, преломленное на границе дифракционное излучение, а также излучение типа переходного излучения в слоистой среде.

Поле и излучение заряженных частиц, движущихся по оси канала в изотропном диэлектрике, было впервые рассмотрено В. Л. Гинзбургом и И. М. Франком в 1947 г. [1]. С тех пор аналогичные задачи разбирались в ряде работ (см. обзор [2]). С другой стороны, в последнее время возрос интерес к средам с периодически меняющимися свойствами, в частности, к излучению в таких средах [3] — [7]. В настоящей работе в приближении теории возмущений исследовано поле заряда в пустом канале, окруженном средой с периодически меняющимися свойствами.

Пусть среда с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(z) = \varepsilon(z+l)$ занимает область $r > r_0$, где r_0 — радиус канала с осью z. При $r < r_0$ $\varepsilon = 1$. По оси канала со скоростью v движется частица заряда e.

Разложим $\varepsilon(z)$ в ряд Фурье

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_0 + \sum_{n \neq 0} a_n e^{i\xi n z \frac{|\omega|}{\omega}} = \varepsilon_0 + \varepsilon', \tag{1}$$

$$\xi = \frac{2\pi}{l}.$$

Если выполняется условие $\varepsilon' \ll \varepsilon_0$, к решению задачи применима теория возмущений. Пусть в области $r > r_0$ $\vec{E}_{20}(\vec{r}, t)$ — поле, создаваемое зарядом e при движении по оси пустого канала в изотропной среде с диэлектрической проницаемостью ε_0. Это поле имеет вид [1]—[3]

$$\vec{E}_{20}(\vec{r}, t) = \vec{n}_z \int a_z(\omega) \overline{H}_0^1\left(\frac{|\omega|}{v} s_2 r\right) e^{i\frac{\omega}{v}(z-vt)} d\omega +$$

$$+ \frac{\vec{r}}{r} \int a_r(\omega) \overline{H}_1^1\left(\frac{|\omega|}{v} s_2 r\right) e^{i\frac{\omega}{v}(z-vt)} d\omega, \tag{3}$$

$$\vec{R} = \vec{n}_x x + \vec{n}_y y + \vec{n}_z z = \vec{r} + \vec{n}_z z,$$

где

$$\overline{H}^1_{0,1}(x) = J_{0,1}(|x|) + i\frac{|x|}{x} N_{0,1}(|x|),$$

$$a_z(\omega) = i\omega \frac{es_1^2}{4v^2} \frac{J_0(\alpha_1) N_1(\alpha_1) - J_1(\alpha_1) N_0(\alpha_1)}{J_1(\alpha_1)\overline{H}^1_0(\alpha_2) - \frac{\varepsilon_0 s_1}{s_2} J_0(\alpha_1)\overline{H}^1_1(\alpha_2)}, \tag{4}$$

$$a_r = \frac{1}{is_2}\frac{|\omega|}{\omega} a_z, \quad \alpha_{1,2} = \frac{|\omega|}{v} s_{1,2} r_0, \quad s_1 = i\sqrt{1-\beta^2}, \quad s_2 = \sqrt{\beta^2\varepsilon_0 - 1}, \quad \beta = \frac{v}{c}.$$

Запишем полное поле вне канала в виде

$$\vec{E}_2(\vec{r}, t) = \int \vec{E}_2(\vec{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega \tag{5}$$

и разобьем $\vec{E}_2(\vec{r}, \omega)$ на две части

$$\vec{E}_2(\vec{r}, \omega) = \vec{E}_{20}(\vec{r}, \omega) + \vec{E}'_2(\vec{r}, \omega), \tag{6}$$

(соответственно $\vec{D}_2(\vec{r}, \omega) = \vec{D}_{20}(\vec{r}, \omega) + \vec{D}'_2(\vec{r}, \omega)$).

$\vec{E}'_2$ — та часть поля, которая появляется в результате наличия неоднородности ε', а $\vec{E}_{20}$ определяется из (3) –(4). В нашем приближении $\vec{D}'_2 = \varepsilon_0 \vec{E}'_2 + \varepsilon' \vec{E}_{20}$ и $\vec{E}'_2$ подчиняется уравнению [8] — [9]

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla}\vec{E}'_2) - \left(\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0\right)\vec{E}'_2 = \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon' \vec{E}_{20}. \tag{7}$$

Общее решение уравнения (7) имеет вид

$$E'_{2z}(\vec{r}) = \sum_{n\neq 0} e^{i\left(\frac{\omega}{v} + \frac{|\omega|}{\omega}\xi n\right)z}\left[A_{z,n}\overline{H}^1_0\left(\frac{|\omega|}{v} s_2 r\right) + B_{z,n}\overline{H}^1_0 \frac{|\omega|}{v}\left(s_{2n} r\right)\right],$$

$$E'_{2r}(\vec{r}) = \sum_{n\neq 0} e^{i\left(\frac{\omega}{v} + \frac{|\omega|}{\omega}\xi n\right)z}\left[A_{r,n}\overline{H}^1_1\left(\frac{|\omega|}{v} s_2 r\right) + B_{r,n}\overline{H}^1_1\left(\frac{|\omega|}{v} s_{2n} r\right)\right], \tag{8}$$

где

$$\vec{A}_n = \frac{1}{\xi n\left(\xi n + 2\frac{|\omega|}{v}\right)}\left\{\frac{\omega^2}{c^2}\vec{a}\varepsilon_0 - \xi n a_z\left(\vec{n}_z \xi n + \frac{|\omega|}{v} s_2 \frac{\vec{r}}{r}\right)\right\}\frac{a_n}{\varepsilon_0},$$

$$s_{2n} = \sqrt{\beta^2\varepsilon_0 - \left(1 + \xi n \frac{v}{|\omega|}\right)^2}. \tag{9}$$

Поле $\vec{E}'_1$ внутри канала ищем в виде

$$E'_{1z}(r) = \sum_{n\neq 0} e^{i\left(\frac{\omega}{v} z + \frac{|\omega|}{\omega}\xi n z\right)} C_{z,n} J_0\left(\frac{|\omega|}{v} s_{1n} r\right), \tag{10}$$

$$E'_{1r}(r) = \sum_{n\neq 0} e^{i\left(\frac{\omega}{v}z + \frac{|\omega|}{\omega}\xi n z\right)} C_{r,n} J_1\left(\frac{|\omega|}{v} s_{1n} r\right),$$

$$s_{1n} = \sqrt{\beta^2 - \left(1 + \xi n \frac{v}{|\omega|}\right)^2}.$$

Для амплитуд $\vec{B}_n$ и $\vec{C}_n$ из граничных условий имеем

$$C_{z,n} = a_n a_{2z} \psi \left\{ \left[\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0 - \xi^2 n^2 \right] \overline{H}_0^1(\alpha_2) \overline{H}_1^1(\alpha_{2n}) - \right.$$

$$\left. - \frac{s_{2n}}{s_2} \overline{H}_0^1(\alpha_{2n}) \overline{H}_1^1(\alpha_2) \left[\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0 - i\frac{\omega}{v}\xi n\, s_2^2 + \xi n \left(\xi n + 2\frac{|\omega|}{v} \right) \right] \right\}, \tag{11}$$

$$B_{z,n} = a_n a_{2z} \frac{s_{2n}}{s_2} \psi \left\{ \frac{s_2}{\varepsilon_0 s_{1n}} \left[\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0 - \xi^2 n^2 \right] \overline{H}_0^1(\alpha_2) J_1(\alpha_{2n}) - \right.$$

$$\left. - \overline{H}_1^1(\alpha_2) J_0(\alpha_{1n}) \left[\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0 - i\frac{\omega}{v}\xi n\, s_2^2 + \xi n \left(\xi n + 2\frac{|\omega|}{v} \right) \right] \right\},$$

$$\psi = \left\{ \varepsilon_0 \xi n \left(\xi n + 2\frac{|\omega|}{v} \right) \left[J_0(\alpha_{1n}) \overline{H}_1^1(\alpha_{2n}) - \frac{s_{2n}}{\varepsilon_0 s_{1n}} J_1(\alpha_{1n}) H_0^1(\alpha_{2n}) \right] \right\}^{-1},$$

$$\alpha_{1,2n} = \frac{|\omega|}{v} s_{1,2n}\, r_0.$$

Из формул (7) — (11) можно заключить следующее.

Внутри канала имеет место дифракционное излучение на частотах

$$\frac{2\pi v}{l(1+\beta)}|n| \leqslant \omega \leqslant \frac{2\pi v}{l(1-\beta)}|n|, \quad n \leqslant -1, \tag{12}$$

распространяющееся под углом θ_{1n} к скорости заряда,

$$\theta_{1n} = \arccos\left[\frac{1}{\beta}\left(1 - \frac{v}{\omega}\xi |n| \right) \right]. \tag{13}$$

Поле этого излучения описывается формулами (10)—(11).

Вне канала имеют место 2 типа излучения.

а) Излучение Вавилова-Черенкова, генерируемое зарядом при $\beta\sqrt{\varepsilon_0} > 1$ в области $r > r_0$, которое рассеивается на неоднородностях среды. Амплитуды высших гармоник рассеянного излучения Вавилова-Черенкова $\vec{A}_n(\omega)$ описываются формулой (9), а угол распространения определяется так:

$$\theta'_{2n} = \arccos\left(\frac{1 + \frac{v}{\omega}\xi n}{\left[\beta^2\varepsilon_0 + 2\frac{v}{\omega}\xi n + \xi^2 n^2 \frac{v^2}{\omega^2} \right]^{1/2}} \right). \tag{14}$$

б) Дифракционное излучение, которое частично состоит из излучения, генерируемого непосредственно вне канала, а частично из излучения, возникшего внутри канала и преломленного в периодическую среду.

Оно имеет место при $s_{2n}^2 > 0$ и распространяется под углом

$$\theta_{2n}^{*} = \arccos\left(\frac{1}{\beta\sqrt{\varepsilon_0}}\left[1+\frac{V}{\omega}\xi n\right]\right). \tag{15}$$

При этом частоты, для которых $\beta\sqrt{\varepsilon_0} < 1$, лежат в интервале

$$\frac{2\pi V}{l(1+\beta\sqrt{\varepsilon_0})}|n| \leqslant \omega \leqslant \frac{2\pi V}{l(1-\beta\sqrt{\varepsilon_0})}|n|, \quad n \leqslant -1, \tag{16}$$

а частоты, для которых $\beta\sqrt{\varepsilon_0} > 1$, удвлетворяют условиям

$$\omega > \frac{2\pi V n}{l(\beta\sqrt{\varepsilon_0}-1)} \quad \text{для} \quad n > 0 \tag{17}$$

и

$$\omega > \frac{2\pi V|n|}{l(\beta\sqrt{\varepsilon_0}-1)} \quad \text{для} \quad n < 0.$$

Поток энергии этого излучения частоты ω через цилиндрическую поверхность единичной длины дается формулой

$$\frac{dW}{d\omega dz} = \sum_{n\neq 0} 2lV^2\frac{\varepsilon_0}{s_{2n}^2}|B_{z,n}|^2. \tag{18}$$

Излучение на частотах $\omega_n = \frac{\xi V n}{2}$, лежащих в полосе непрозрачности [10], отсутствует. Кроме того, дифракционное излучение для частот, удовлетворяющих условию $\varepsilon_0(\omega) < 0$, запирается в канале.

Автор благодарен Б. М. Болотовскому и Г. М. Гарибяну за обсуждение результатов.

Поступила 20.V.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Л. Гинзбург, И. М. Франк*, ДАН СССР, 56, 699 (1947).
2. *Б. М. Болотовский*, УФН, 75, 295 (1961).
3. *Я. Б. Файнберг, И. А. Хижняк*, ЖЭТФ, 32, 883 (1957).
4. *Г. М. Гарибян*, ЖЭТФ, 35, 1435 (1958).
5. *А. Ц. Аматуни, И. А. Корхмазян*, Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 13, 55 (1960).
6. *М. Л. Тер-Микаелян*, Изв. АН АрмССР, 14, 103 (1961).
7. *Б. М. Болотовский, Г. В. Воскресенский*, УФН, 94, 377 (1968).
8. *О. С. Мергелян*, ЖТФ, вып. 10 (1970).
9. *О. С. Мергелян*, Изв. вузов, Радиофизика, вып. 9 (1970).
10. *Л. Бриллюэн, М. Пароди*, Распространение волн в периодических структурах, М., 1959.

ՇԵՐՏԱՎՈՐ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ԳԼԱՆԱԶԵՎ ԽՈՌՈՉԻ ԱՌԱՆՑՔՈՎ ՇԱՐԺՎՈՂ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿԻ ԴԱՇՏԸ

Հ. Ս. ՄԵՐԳԵԼՅԱՆ

Դիտարկվում է շառավիղ ունեցող գլանի առանցքով շարժվող լիցքի ճառագայթումը։ Գլանը շրջապատող միջավայրի դիէլեկտրիկ հաստատունը պարբերական ֆունկցիա է գլանի առանցքի ուղղությամբ։ Գլանի ներսում տեղի ունի դիֆրակցիոն ճառագայթում, իսկ գլանից դուրս՝ անհամասեռությունների վրա ցրված՝ Վավիլովի-Չերենկովի ճառագայթումը, սահմանում բեկված դիֆրակցիոն ճառագայթումը, ինչպես նաև շերտավոր միջավայրում անցումային ճառագայթման տիպի ճառագայթումը։

THE FIELD OF CHARGED PARTICLE MOVING ALONG THE AXIS OF A CHANNEL IN A LAMINAR MEDIUM

H. S. MERGELIAN

The radiation of a charge moving along the axis of a channel is considered. The dielectric permeability of surrounding medium is a periodic function along the axis of the channel.

The diffraction radiation is generated in the channel and outside it,— the Vavilov-Cherenkov radiation diffracted on the inhomogeneities, as well as the transition—like radiation in a laminar medium.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 7, 329—339 (1972)

ИЗЛУЧЕНИЕ ТОЧЕЧНОГО ЗАРЯДА ПРИ ДВИЖЕНИИ ВДОЛЬ ПЛОСКОЙ ГРАНИЦЫ ДИЭЛЕКТРИКА С ПЕРИОДИЧЕСКИ МЕНЯЮЩЕЙСЯ ПЛОТНОСТЬЮ

О. С. МЕРГЕЛЯН

В приближении теории возмущений решена задача об излучении заряда при пролете в изотропной диэлектрической среде над плоской границей со средой, диэлектрические свойства которой периодически зависят от всех трех координат. Получены выражения для потерь энергии в изотропной и периодически неоднородной среде. Обсуждается также вопрос генерации поверхностных волн.

Излучение заряженных частиц при движении вдоль границы раздела двух изотропных диэлектриков хорошо изучено [1]—[5]. Однако для генерации излучения целесообразнее пропускать заряды вдоль дифракционной решетки. Излучение такого типа, которое впоследствии получило название дифракционного, наблюдалось впервые авторами работы [6], в которой они дали явлению качественное объяснение. Теоретический расчет задач по дифракционному излучению проводился обычно в предположении об идеальной проводимости элементов решетки (обзоры [7]—[8]). В работе [9] в приближении теории возмущений была решена задача об излучении заряда при пролете над средой, диэлектрические свойства которой меняют свои свойства по закону косинуса (либо допускают разложение в ряд по такому закону).

В настоящей работе эта задача обобщена на случай, когда диэлектрические свойства одной из сред периодически зависят от всех трех координат.

1. Пусть точечный заряд e движется со скоростью $v = v_y$ по траектории $x = 0$, $z = 0$, $y = vt$ в изотропной среде с диэлектрической проницаемостью ε_1. Плоскость $z = d$ отделяет диэлектрик с проницаемостью ε_1 от среды, диэлектрические свойства которой периодически зависят от координат x, y и z, т. е.

$$\varepsilon_2(x, y, z) = \varepsilon_2(x + l_1, y + l_2, z + l_3), \quad \mu_1 = \mu_2 = 1, \tag{1}$$

Представим $\varepsilon_2(x, y, z)$ в виде ряда Фурье по векторам обратной решетки $\vec{\tau}$

$$\varepsilon_2(x, y, z) = \varepsilon_0 + \sum_{\vec{\tau} \neq 0} a_{\vec{\tau}} e^{i\vec{\tau}\vec{r}} = \varepsilon_0 + \varepsilon'(x, y, z),$$

$$\vec{\tau} = 2\pi\left(\frac{n}{l_1}\vec{n}_x + \frac{m}{l_2}\vec{n}_y + \frac{p}{l_3}\vec{n}_z\right), \tag{1a}$$

где n, m и p принимают все целые значения от $-\infty$ до $+\infty$, кроме нуля, и меняют знак при замене $\omega \to -\omega$ (это следует из $\varepsilon_2(\omega) = \varepsilon_2^*(-\omega)$). Тогда в той спектральной области, где выполняется условие $\varepsilon'(x, y, z) \ll \varepsilon_0$, к решению можно применить теорию возмущений. Обозначим поля невозмущенного решения ($\varepsilon' = 0$) в области $z > d$ через $\vec{E}_2$ и $\vec{H}_2$. Поля, обязанные наличию добавки ε', мы обозначим $\vec{E}_1'$ и $\vec{H}_1'$ в области $z < d$ и $\vec{E}_2'$ и $\vec{H}_2'$ в области $z > d$. При этом в нашем приближении

$$\vec{D}_2' = \varepsilon_0 \vec{E}_2' + \varepsilon' \vec{E}_2,$$
$$\vec{D}_1' = \varepsilon_1 \vec{E}_1'. \tag{2}$$

Поле $\vec{E}_2$ имеет вид [5]

$$\vec{E}_2(\vec{r}, t) = \int \vec{A}(k_x, \omega)\, e^{i\left(k_x x + \frac{\omega}{v} y + \lambda_2 z - \omega t\right)} dk_x d\omega, \tag{3}$$

где

$$A_x = k_x A_2, \quad A_z = \lambda_1 A_2,$$
$$A_2 = \frac{e}{\pi v} \frac{\exp[i(\lambda_1 - \lambda_2) d]}{\varepsilon_1 \lambda_2 + \varepsilon_0 \lambda_1}, \tag{4}$$
$$\lambda_{1,2} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{1,0} - \frac{\omega^2}{v^2} - k_x^3},$$

Поля $\vec{E}_{1,2}'(\vec{r}, t)$ ищем в виде

$$\vec{E}_{1,2}'(\vec{r}, t) = \int \vec{E}_{1,2}'(\vec{r})\, e^{-i\omega t} d\omega, \tag{5}$$

причем поле $\vec{E}_2'(\vec{r})$ подчиняется цепочке уравнений

$$\vec{\nabla}\left(\vec{\nabla}\vec{E}_2'\right)_\gamma - \left(\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0\right)\left(\vec{E}_2'\right)_\gamma = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon' \left(\vec{E}_2'\right)_{\gamma-1} \tag{6}$$

(γ — порядок приближения).

В первом приближении имеем

$$\vec{E}_2'(\vec{r}) = \int \sum_{\vec{\tau} \neq 0} e^{i\left[(k_x + \tau_x) x + \left(\frac{\omega}{v} + \tau_y\right) y\right]} \times$$
$$\times \left(\vec{A}_{\vec{\tau}}\, e^{i(\lambda_0 + \tau_z) z} + \vec{B}_{\vec{\tau}}\, e^{i\lambda_{2\tau} z}\right) dk_\tau d\omega, \tag{7}$$

где $\vec{A}_{\vec{\tau}}$ — амплитуда частного решения уравнения (6) при $\gamma = 0$, имеющая вид

$$\vec{A}_{\vec{\tau}} = \frac{a_{\vec{\tau}}}{\varepsilon_0} \frac{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0 \vec{A}_0 - (\vec{\tau}\vec{A}_0)(\vec{\tau} + \vec{k}_2)}{\vec{\tau}(\vec{\tau} + 2\vec{k}_2)}, \tag{8}$$

а $\vec{B}_{\vec{\tau}}$ — амплитуда решения однородного уравнения (6), определяемая из граничных условий.

Поле $\vec{E}_1'(\vec{r})$, являющееся решением обычного волнового уравнения

$$\left(\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1\right)\vec{E}_1'(\vec{r}) = 0, \tag{9}$$

записывается в виде

$$\vec{E}_1'(\vec{r}) = \int \sum_{\vec{\tau}\neq 0} \vec{C}_{\vec{\tau}} e^{i\left[(k_x+\tau_x)x + \left(\frac{\omega}{v}+\tau_y\right)y - \lambda_{1\tau} z\right]} dk_x.$$

В формулах (7)—(9)

$$\begin{aligned} \vec{k}_2 &= \vec{k}_2\left(k_x, \frac{\omega}{v}, \lambda_0\right), \\ \lambda_0 &= \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0 - k_x^2 - \frac{\omega^2}{v^2}}, \\ \lambda_{1\tau} &= \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1 - k_x^2 - \frac{\omega^2}{v^2}}, \\ \lambda_{2\tau} &= \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0 - (k_x+\tau_x)^2 - \left(\frac{\omega}{v}+\tau_y\right)^2}, \end{aligned} \tag{10}$$

причем

$$\begin{aligned} &\left[\vec{n}_x(k_x+\tau_x) + \vec{n}_y\left(\frac{\omega}{v}+\tau_y\right) + \vec{n}_z\lambda_{2\tau}\right]\vec{B}_{\vec{\tau}} = 0, \\ &\left[\vec{n}_x(k_x+\tau_x) + \vec{n}_y\left(\frac{\omega}{v}+\tau_y\right) - \vec{n}_z\lambda_{1\tau}\right]\vec{C}_{\vec{\tau}} = 0. \end{aligned} \tag{11}$$

Условия (11) являются следствиями уравнений поля

$$\operatorname{div}\vec{D}_{1,2}' = 0. \tag{12}$$

Из условия вещественности полей следует также, что $\vec{\tau}$ меняет знак при замене ω на $-\omega$ (это эквивалентно условию $\varepsilon(\omega) = \varepsilon^*(-\omega)$).

Магнитные поля в том же приближении запишем в виде

$$\vec{H}_2'(\vec{r}, t) = \int \sum_{\vec{\tau}\neq 0} e^{i\left[(k_x+\tau_x)x + \left(\frac{\omega}{v}+\tau_y\right)y\right]} \times$$

$$\times \left(\vec{P}_{\vec{\tau}} e^{i(\lambda_2+\tau_z)z} + \vec{Q}_{\vec{\tau}} e^{i\lambda_{2\tau} d}\right) dk_x d\omega,$$

ПР-15203.

$$\vec{H}_1'(\vec{r},\ t)=\int\sum_{\vec{\tau}\neq 0}\vec{R}\,e^{i[(k_x+\tau_x)x+(k_y+\tau_y)y-\lambda_{1\tau}z]}\,dk_x d\omega \tag{13}$$

где

$$\vec{P}_{\vec{\tau}}=\frac{c}{\omega}[(\vec{k}_2+\vec{\tau})\,\vec{A}_{\vec{\tau}}], \tag{14}$$

а $\vec{Q}_{\vec{\tau}}$ и $\vec{R}_{\vec{\tau}}$ определяются из граничных условий.

Условия на границе для полей и индукций совместно с условиями поперечности свободных полей дадут нам для значений $\vec{B}_{\vec{\tau}}$, $\vec{C}_{\vec{\tau}}$, $\vec{Q}_{\vec{\tau}}$ и $\vec{R}_{\vec{\tau}}$ следующие выражения:

$$C_{\tau z}=-\frac{a_\tau e^{i(\lambda_2+\tau_z-\lambda_{2\tau})d}}{\varepsilon_0\lambda_{1\tau}+\varepsilon_1\lambda_{2\tau}}\times$$

$$\times\frac{\vec{\tau}\vec{A}\lambda_{2\tau}(\lambda_2+\tau_z-\lambda_{2\tau})+A_z\left[\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_0(\lambda_2+\tau_z)-\lambda_{2\tau}(k_2+\tau_z)^2\right]}{\vec{\tau}(\vec{\tau}+2\vec{k}_2)},$$

$$B_{\tau z}=\frac{a_\tau e^{i(\lambda_2+\tau_z-\lambda_{2\tau})d}}{\varepsilon_0\lambda_{1\tau}+\varepsilon_1\lambda_{2\tau}}\times$$

$$\times\frac{\vec{\tau}\vec{A}\left[\lambda_{2\tau}^2\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}+\lambda_{1\tau}(\lambda_2+\tau_2)\right]-A_z\left[\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1(\lambda_2+\tau_z)+\lambda_{1z}(\vec{k}_2+\vec{\tau})^2\right]}{\vec{\tau}(\vec{\tau}+2\vec{k}_2)},$$

$$Q_{\tau z}=-\frac{\omega}{c}a_\tau e^{i(\lambda_2+\tau_z-\lambda_{2\tau})d}\frac{(\tau_z+\lambda_2+\lambda_{1\tau})(k_xA_y-k_yA_x+\tau_xA_y-\tau_yA_x)}{\vec{\tau}(\vec{\tau}+2\vec{k}_2)(\lambda_{1\tau}+\lambda_{2\tau})},$$

$$R_{\tau z}=-\frac{\omega}{c}a_\tau e^{i(\lambda_2+\tau_z+\lambda_{1\tau})}\times$$

$$\times\frac{(\tau_z+\lambda_2-\lambda_{2\tau})(k_xA_y-k_yA_x+\tau_xA_y-\tau_yA_x)}{\vec{\tau}(\vec{\tau}+2\vec{k}_2)(\lambda_{1\tau}+\lambda_{2\tau})}. \tag{15}$$

Остальные компоненты амплитуд полей определяются из системы

$$(k_x+\tau_x)B_{\tau x}+(k_y+\tau_y)B_{\tau y}=-\lambda_{2\tau}B_{\tau z},\ (k_x+\tau_x)C_{\tau x}+(k_y+\tau_y)C_{\tau y}=\lambda_{1\tau}C_{\tau z},$$

$$(k_x+\tau_x)B_{\tau y}-(k_y+\tau_y)B_{\tau x}=\frac{\omega}{c}Q_{\tau z},\ (k_x+\tau_x)C_{\tau y}-(k_y+\tau_y)C_{\tau x}=\frac{\omega}{c}P_{\tau z}, \tag{16}$$

$$\vec{Q}_\tau=\frac{c}{\omega}[\vec{k}_{2\tau}\vec{B}_{\vec{\tau}}],\ \vec{P}_{\vec{\tau}}=\frac{c}{\omega}[\vec{k}_{1\vec{\tau}},\ \vec{Q}_{\vec{\tau}}],\ \vec{k}_{1,2,\vec{\tau}}([k_x+\tau_x],\ [k_y+\tau_y],\ \mp\lambda_{1,2,\vec{\tau}}).$$

Формулы (15)—(16) полностью определяют амплитуды высших гармоник электрических и магнитных полей в обеих средах. Для определения частотного спектра полей и их углового распределения необходимо провести интегрирование по k_x. Для этого введем цилиндрическую систему координат ρ, φ, y, причем в области $z<0$

$$x=\rho\sin\varphi,\quad -z=\rho\cos\varphi,$$

а в области $z<d$

$$x=\rho\sin\varphi,\quad z-d=\rho\cos\varphi.$$

Область $0<z<d$ из рассмотрения исключается.

Интегрирование проводится методом перевала [5], что дает нам значения полей в волновой зоне. В изотропной среде точкой перевала будет

$$(k_x)_{1,\tau}=\frac{\omega}{v}\xi_{1\tau}\sin\varphi-\tau_x, \tag{17}$$

а в неоднородной среде для первого из интегралов (7) точка перевала есть

$$k_{xo}=\frac{\omega}{v}\xi_0\sin\varphi \tag{18}$$

а для второго

$$(k_x)_{2,\tau}=\frac{\omega}{v}\xi_{2\tau}\sin\varphi-\tau_x, \tag{19}$$

где

$$\xi_{1,2,\tau}=\sqrt{\beta^2\varepsilon_{1,0}-\left(1+\frac{\tau_y V}{\omega}\right)^2},\ \xi_0=\sqrt{\beta^2\varepsilon_0-1}. \tag{20}$$

Вещественность значений $\xi_{1,2,\tau}$ и ξ_0 является условием возникновения излучения.

2. Исследуем характер полей излучения в обеих средах.

а) Излучение в изотропной среде. В изотропной среде излучение имеет место при $\xi_{1\tau}^2>0$, т. е. при

$$\beta^2\varepsilon_1-\left(1+\frac{2\pi m}{l_2\omega}\right)^2>0. \tag{21}$$

Если при этом $\beta\sqrt{\varepsilon_1}<1$, то излучение имеет место лишь при $m\leqslant-1$, и спектр m-ой гармоники определяется хорошо известными неравенствами

$$\frac{2\pi v|m|}{l_2(1+\beta\sqrt{\varepsilon_1})}\leqslant\omega\leqslant\frac{2\pi v|m|}{l_2(1-\beta\sqrt{\varepsilon_1})}. \tag{22}$$

Правое неравенство (22) ограничивает спектр дифракционного излучения сверху, а левое указывает на то, что частоты

$$\omega<\frac{2\pi v}{l_2(1+\beta\sqrt{\varepsilon_1})} \tag{23}$$

не чувствуют неоднородности среды, над которой пролетает заряд, и излучение на этих частотах отсутствует.

При $\beta\sqrt{\varepsilon_1}>1$ мы имеем дело с дифракцией излучения Вавилова-Черенкова на неоднородностях среды. При этом гармоники $m\geqslant 1$ могут иметь место для частот

$$\omega \geqslant \frac{2\pi v m}{l_2(\beta\sqrt{\varepsilon_1}-1)}, \tag{24}$$

а $m\leqslant -1$ — для частот

$$\omega \geqslant \frac{2\pi v |m|}{l_2(\beta\sqrt{\varepsilon_1}+1)}. \tag{25}$$

Частоты (23), присутствующие в черенковском излучении, не чувствуют неоднородности и распространяются так же, как в случае двух однородных сред; ω_{max} определяется в этом случае из условия

$$\varepsilon_1(\omega)>c^2/v^2.$$

Излученные (и рассеянные) волны распространяются под углом ϑ_{1m} к оси y, определяемым соотношением

$$\cos\vartheta_{1m}=\frac{1}{\beta\sqrt{\varepsilon_1}}\pm\frac{\lambda}{l_2}|m|, \quad \lambda=\frac{2\pi c}{\omega\sqrt{\varepsilon_1}}, \tag{26}$$

причем знак $+$ может иметь место лишь для частот, удовлетворяющих $\beta\sqrt{\varepsilon_1}>1$ и (24).

Частотный спектр полей излучения дается формулами

$$E'_{1z}=\sum_{\tau\neq 0}\int C^n_{\tau z}\sqrt{-2\frac{i\omega\xi_{1m}}{\rho v}}\pi\cdot\cos\varphi\times$$

$$\times\exp\left\{i\left[\frac{\omega}{v}\xi_{1m}\rho+\left(\frac{\omega}{v}+\frac{2\pi m}{l_2}\right)z-\omega t\right]\right\}d\omega,$$

$$H'_{1z}=\sum_{\tau\neq 0}\int R^n_{\tau z}\sqrt{-2\frac{i\omega\xi_{1m}}{\rho v}}\pi\cos\varphi\times \tag{27}$$

$$\times\exp\left\{i\left[\frac{\omega}{v}\xi_{1m}\rho+\left(\frac{\omega}{v}+\frac{2\pi m}{l_2}\right)z-\omega t\right]\right\}d\omega.$$

В формулах (27) $C^n_{\tau z}$ и $R^n_{\tau z}$ являются значениями $C_{\tau z}$ и $R_{\tau z}$ в перевальных точках

$$k_x=\frac{\omega}{v}\xi_{1\tau}\sin\varphi-\tau_x. \tag{17}$$

б) Свойства поля излучения в неоднородной среде. В неоднородной среде мы имеем 2 типа излучения. Частоты, удовлетворяющие условию $\varepsilon_0(\omega)>c^2/v^2$, генерируются в неоднородной среде в виде черенковского излучения, которое дифрагирует на неоднородностях среды. Если при этом и $\varepsilon_1>c^2/v^2$, мы имеем также дифрагиро-

ванное в неоднородную среду черенковское поле, образованное в изотропной среде. Поле высших гармоник этого излучения определяется формулой

$$\vec{E}'_{\text{чер}} = \sum_{\vec{\tau}\neq 0} \sqrt{-\frac{2\pi i\omega\xi_0}{\rho v}}\, \vec{A}^{\text{пер}}_{\vec{\tau}}\, e^{i\left[\frac{\omega}{v}\xi_0\rho + \vec{\tau}\vec{r} + \frac{\omega}{v}z - \omega t\right]} \cdot \cos\varphi\, d\omega,$$

$$\vec{A}^{\text{пер}}_{\vec{\tau}} = \vec{A}_{\vec{\tau}}\left(k_x = \frac{\omega}{v}\xi_0 \sin\varphi\right). \tag{28}$$

Волновой вектор этого излучения составляет со скоростью заряда угол

$$\cos\vartheta'_{\tau} = \left(1 + \frac{2\pi v}{l_2\omega} m\right) \times$$

$$\times \left\{\beta^2\varepsilon_0 + \left(\frac{2\pi v}{\omega}\right)^2\left(\frac{n^2}{l_1^2} + \frac{m^2}{l_2^2} + \frac{p^2}{l_3^2}\right) + \frac{4\pi v}{\omega}\left(\frac{\xi_0 n \sin\varphi}{l_1} + \frac{\xi_0 p\cos\varphi}{l_3} + \frac{m}{l_2}\right)\right\}^{-1/2}. \tag{29}$$

Второй тип излучения аналогичен излучению заряженной частицы в безграничной неоднородной среде [10]—[11] и вызван дифракцией поля заряда и черенковского излучения на неоднородностях среды. Условием его возникновения является

$$\beta\sqrt{\varepsilon_0} > \left|1 + \frac{2\pi m v}{l_2\omega}\right|. \tag{30}$$

При этом если $\beta\sqrt{\varepsilon_0} < 1$, мы имеем дело с дифракционным излучением, спектр которого определяется условием

$$\frac{2\pi v|m|}{l_2(1+\beta\sqrt{\varepsilon_0})} \leqslant \omega \leqslant \frac{2\pi v|m|}{l_2(1-\beta\sqrt{\varepsilon_0})},\ m \leqslant -1, \tag{31}$$

а при $\beta\sqrt{\varepsilon_0} > 1$ на гармоники с $m \geqslant 1$ и $m \leqslant -1$ накладываются условия (24)—(25), в которых ε_1 заменяется на ε_0. В этом случае мы имеем дело с дифракцией излучения Вавилова-Черенкова. Косинус угла излучения $\cos\vartheta_{2m}$ определяется формулой (26) с заменой $\varepsilon_1 \to \varepsilon_0$, а поле определяется формулой

$$\vec{E}_2^{\text{дифф}} = \int \sum_{\vec{\tau}\neq 0} \sqrt{-\frac{2i\omega\xi_{2\tau}}{\rho v}}\, \vec{B}^{\text{пер}}_{\vec{\tau}} \cos\varphi \times$$

$$\times \exp\left\{i\left[\frac{\omega}{v}\xi_{2\tau}\rho + \left(\frac{\omega}{v} + \tau_y\right)y - \omega t\right]\right\} d\omega, \tag{32}$$

$$\vec{B}^{\text{пер}}_{\vec{\tau}} = \vec{B}_{\vec{\tau}}\left(k_x = \frac{\omega}{v}\xi_{2\tau}\sin\varphi\right).$$

Из формул для полей и условий возникновения излучения видно, что так же как и в случае неограниченных сред [11], существенное зна-

чение имеет неоднородность вдоль скорости заряда. Структура решетки вдоль $\vec{\rho}$ приводит лишь к искажению полей. Поэтому при вычислении интенсивности мы ограничимся частным случаем $l = l_y$.

3. Выпишем поля и интенсивности излучения для наиболее интересного случая $\varepsilon_1 = 1$, $l = l_2$. При движении заряда в вакууме излучение в область $z < 0$ может иметь место лишь при $m \leqslant -1$, поэтому мы заменим m на $-m$ и будем проводить суммирование от 1 до ∞. Тогда для поля излучения в вакууме имеем

$$\vec{E}_1'(\vec{r}, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \int d\omega \sqrt{\frac{-2i\omega\xi_{1m}}{\pi\rho}} \cdot \cos\varphi \, \frac{e}{v} \frac{\vec{C}_m}{\Delta_m} a_\tau \times$$

$$\times \exp\left\{ i \left[\frac{\omega}{v} \xi_{1m} \rho + \frac{\omega}{v}\left(1 - \frac{2\pi m}{l\omega}\right) y - \omega t \right] + \left[i \frac{\omega}{v} \xi_{1m} d \cos\varphi - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \frac{|\omega|}{v} \eta_{1m} d \right]\right\} d\omega, \tag{33}$$

где

$$\Delta_m = \left(1 - \frac{\pi m v}{l\omega}\right)\left(\varepsilon_0 \xi_{1m} \cos\varphi + \eta_{2m}\right)\left(\eta_{0m} + \varepsilon_0 \frac{|\omega|}{\omega} \eta_{1m}\right),$$

$$\xi_{1m} = \sqrt{\beta^2 - \left(1 - \frac{2\pi m v}{l\omega}\right)^2},$$

$$\eta_{1m} = \sqrt{1 - \beta^2 + \xi_{1m}^2 \sin^2\varphi},$$

$$\eta_{0m} = \sqrt{\xi_0^2 - \xi_{1m}^2 \sin^2\varphi}, \tag{34}$$

$$\eta_{2m} = \sqrt{\xi_{2m}^2 - \xi_{1m}^2 \sin^2\varphi},$$

$$\xi_{2m} = \sqrt{\beta^2 \varepsilon_0 - \left(1 - \frac{2\pi m v}{l\omega}\right)^2}.$$

Компоненты $\vec{C}_m$ определяются следующими формулами:

$$C_{mz} = \eta_{2m} \xi_{1m}^2 (\eta_{0m} - \eta_{2m}) \sin^2\varphi + i \frac{|\omega|}{\omega} \eta_{1m} \left[(\eta_{0m} - \eta_{2m}) \eta_{0m} \eta_{2m} + \right.$$

$$\left. + \eta_{2m}\left(1 - \frac{\pi m v}{l\omega}\right) - \frac{l\omega v}{4\pi m c^2} \varepsilon_0 (\eta_{0m} - \eta_{2m}) \right],$$

$$C_{my} = \frac{l\omega}{4\pi m v} \xi_{1m}^3 \sin^2\varphi \cos\varphi (\eta_{0m}\eta_{2m} - \beta^2\varepsilon_0) +$$

$$+ \xi_{1m}^2 \sin^2\varphi (\eta_{0m} - \eta_{2m} + \xi_{1m} \cos\varphi)(1 + \xi_{1m}^2 \sin^2\varphi) +$$

$$+ \xi_{1m} \left[\xi_{1m}^2 \sin^2\varphi \cos\varphi + \frac{1}{2} \xi_{1m} \sin^2\varphi (\eta_{0m} - \eta_{2m}) \right] +$$

$$+ \xi_{1m}^3 \sin^3\varphi \cos\varphi \frac{\pi v m}{l\omega} + i \frac{|\omega|}{\omega} \eta_{1m} \left\{ \frac{l\omega}{4\pi v m} \eta_{0m} \xi_{1m} (\eta_{0m}\eta_{2m} - \beta^2\varepsilon_0) \cos\varphi + \right.$$

$$+\eta_{0m}\left[(\eta_{0m}-\eta_{2m}+\xi_{1m}\cos\varphi)\,\xi_{1m}^2\sin^2\varphi+\frac{1}{2}\,\xi_{1m}(\eta_{0m}+\eta_{2m})\cos\varphi+\right.$$

$$\left.\left.+\,\eta_{0m}\frac{\pi m v}{l\omega}\,\xi_{1m}\cos\varphi\right]\right\},$$

$$C_{mx}=(\eta_{0m}-\eta_{2m}+\xi_{1m}\cos\varphi)+\xi_{1m}^2\sin^2\varphi\,(\eta_{0m}-\eta_{2m})\frac{1}{2}+$$

$$+\frac{\pi m v}{l\omega}(\eta_{0m}-\eta_{2m}+\xi_{1m}\cos\varphi)+\frac{l\omega}{4\pi v m}\left\{(\eta_{0m}-\eta_{2m}+\xi_{1m}\cos\varphi)(1+\xi_{1m}^2\sin^2\varphi)+\right.$$

$$\left.+\,\xi_{1m}\cos\varphi\,(\eta_{0m}\eta_{2m}-\beta^2\varepsilon_0)\right\}+i\,\frac{|\omega|}{\omega}\,\eta_{1m}\left\{\frac{l\omega}{4\pi v m}[\eta_{0m}(\eta_{0m}-\eta_{2m}+\xi_{1m}\cos\varphi)-\right.$$

$$\left.-\,\xi_{1m}\cos\varphi\,\eta_{2m}]+\frac{1}{2}\,\eta_{2m}(\eta_{0m}-\eta_{2m})\right\}\xi_{1m}\sin\varphi. \qquad (35)$$

Поток энергии, прошедшей через поверхность длины l и радиуса ρ, дается формулой

$$dW_m=\frac{2e^2c^2l}{\pi v^3}\int\limits_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}}\int\limits_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}}a_z^2\,\xi_{1m}^2\,|\vec{C}_m|^2\,e^{-2\frac{|\omega|}{v}\eta_{1m}d}\cos^2\varphi\,\omega d\omega d\varphi, \qquad (36)$$

где $\omega_{\min}$ и $\omega_{\max}$ определяются из (22) при $\varepsilon_1=1$. В случае, когда $\varepsilon_0<1$, и в областях, где η_{2m}^2 и ξ_{2m}^2 могут стать отрицательными, в выражениях для $\vec{C}_m$ производятся замены $\eta_{0m}\to i\frac{|\omega|}{\omega}|\eta_{0m}|$, $\eta_{2m}\to i\frac{|\omega|}{\omega}|\eta_{2m}|$ и $\xi_{2m}\to i\frac{|\omega|}{\omega}|\xi_{2m}|$.

Рассмотрим случай, когда $\varepsilon_0<0$. В этом случае в периодической среде излучение отсутствует и дифракционное излучение полностью уходит в вакуум. Однако в этом случае вклад в поле, помимо перевальной точки $\frac{\omega}{v}\xi_{1m}\sin\varphi$, дают еще и вычеты в точках

$$k_{xm}=\frac{\omega}{v}\sqrt{\beta^2\frac{|\varepsilon_0|}{|\varepsilon_0|-1}-\left(1+\frac{2\pi m v}{l\omega}\right)^2}. \qquad (37)$$

При $m=0$ полюс (37) соответствует поверхностной волне, генерируемой при движении заряда над средой с отрицательным ε, рассмотренной в [12].

При наличии периодической структуры с отрицательной средней диэлектрической проницаемостью генерируются высшие гармоники поверхностных волн, распространяющиеся под углами ϑ_m' к скорости заряда $\vec{v}$, определяемыми из

$$\cos\vartheta'_m = \frac{1}{\beta\sqrt{|\varepsilon_0|}}\left(1+\frac{2\pi m v}{l\omega}\right)\sqrt{|\varepsilon_0|-1}. \tag{38}$$

При этом если

$$\beta\cdot\alpha > 1, \left(\alpha = \sqrt{\frac{|\varepsilon_0|}{|\varepsilon_0|-1}}\right), \tag{39}$$

то положительные m могут иметь место для частот

$$\omega \geqslant \frac{2\pi m v}{l(\beta\alpha-1)}, \tag{40}$$

а отрицательные — для частот

$$\omega \geqslant \frac{2\pi l m v}{l(\beta\alpha+1)}. \tag{41}$$

При $\beta\cdot\alpha < 1$ излучаемые частоты лежат в интервале

$$\frac{2\pi|m|v}{l(\beta\alpha+1)} \leqslant \omega \leqslant \frac{2\pi|m|v}{l(\beta\alpha-1)}. \tag{42}$$

Соотношения (38)—(40) имеют тот же вид и тот же смысл, что и соотношения (22)—(26) при генерации обычных волн, только роль показателя преломления играет величина α.

Автор благодарен Б. М. Болотовскому и Г. М. Гарибяну за полезные обсуждения.

Поступила 19.V.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. Е. Пафомов*, ЖЭТФ, 32, 610 (1957).
2. *А. Г. Ситенко, В. С. Ткалич*, ЖЭТФ, 29, 1074 (1959).
3. *N. Danos*, Journ. Appl. Phys., 26, 2 (1955).
4. *J. G. Linhart*, Journ. Appl. Phys., 26, 527 (1955).
5. *Г. М. Гарибян, О. С. Мергелян*, Изв. АрмССР, серия физ.-мат. наук, 13, 123 (1960).
6. *S. J. Smith, E. M. Purcell*, Phys. Rev., 92, 1069 (1953).
7. *Б. М. Болотовский, Г. В. Воскресенский*, УФН, 94, 377 (1968).
8. *Б. М. Болотовский, Г. В. Воскресенский*, УФН, 88, 209 (1966).
9. *О. С. Мергелян*, ЖТФ, 15, 2043 (1970).
10. *Я. Б. Файнберг, Н. А. Хижняк*, ЖЭТФ, 32, 883 (1957).
11. *М. Л. Тер-Микаелян*, Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, Изв. АН АрмССР, Ереван, 1969.
12. *В. Е. Пафомов*, Труды ФИАН, том 15 (1961).

ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆՈՐԵՆ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿԻ ՀԱՐԹ ՍԱՀՄԱՆԻՆ ԶՈՒԳԱՀԵՌ ՇԱՐԺՎՈՂ ԿԵՏԱՅԻՆ ԼԻՑՔԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ

Հ. Ս. ՄԵՐԳԵԼՅԱՆ

Խոտորումների տեսության մոտավորությամբ լուծված է երեք կորդինատներից պարբերականորեն կախված դիէլեկտրիկ հատկություններով միջավայրի՝ համասեռ դիէլեկտրիկի հետ բաժանման հարթ սահմանի վրայով անցնող լիցքի ճառագայթման խնդիրը։ Համասեռ և պար-

բերականորեն անհամասեռ միջավայրում ստացված են արտահայտություններ էներգիայի կորուստների համար։ Քննարկվում է նաև մակերևույթային ալիքների գրգռման հարցը։

THE RADIATION FROM CHARGED PARTICLE MOVING IN A DIELECTRIC ALONG THE PLANE BOUNDARY WITH PERIODICALLY CHANGING ITS DENSITY DIELECTRIC MEDIUM

H. S. MERGELIAN

In the perturbation theory approximation the problem of the radiation of charge-in-flight in isotropic dielectric medium above plane boundary with the medium-dielectric properties of which periodically depend on three coordinates is considered, The expressions for the energy losses both in isotropic and periodically inhomogeneous media are obtained. The surface wave generation is discussed as well.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 7, 340—347 (1972)

ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА ПРЕЛОМЛЕНИЯ РЕНТГЕНОВЫХ ЛУЧЕЙ ОТ НАПРАВЛЕНИЯ ПАДЕНИЯ В ПОГЛОЩАЮЩИХ СРЕДАХ

К. Н. БЕЗИРГАНЯН, Ф. О. ЭЙРАМДЖЯН, П. А. БЕЗИРГАНЯН

Исследована зависимость показателя преломления от угла падения в поглощающих средах. Показано, что как действительная, так и мнимая части показателя преломления зависят от угла падения и с увеличением этого угла они увеличиваются. При достаточно больших поглощениях и углах падения этой зависимостью нельзя пренебречь.

Как известно, показатель преломления рентгеновых лучей для всех углов падения в поглощающих средах имеет комплексное значение

$$n = n_1 - in_2. \tag{1}$$

При этом обычно предполагают [1], что вещественная часть этого комплексного показателя преломления n_1 равна отношению вещественных фазовых скоростей, а мнимой частью n_2 определяется коэффициент поглощения

$$\mu = 2kn_2 = \frac{4\pi}{\lambda} n_2. \tag{2}$$

Однако, строго говоря, в поглощающих средах показатель преломления зависит от угла падения и закон Слеллиуса-Декарта не выполняется точно — отношение синусов углов падения и преломления зависит от угла падения.

Хорошо известно [2—3], что с изменением угла падения в поглощающих средах меняются мнимая и вещественная части комплексного показателя преломления световых волн. Однако в области рентгеновых лучей, имея в виду малость величин δ и β в выражении показателя преломления

$$n = 1 - \delta - i\beta, \tag{3}$$

обычно пренебрегают зависимостью показателя преломления от угла падения [4]. Более того, независимо от величины поглощения предполагают, что опыты по измерению угловых отклонений дают значение действительной части показателя преломления и определяют действительную часть функции атомного рассеяния, зависящей от частоты.

В настоящей работе исследована зависимость вещественной и мнимой частей показателя преломления рентгеновых лучей от угла падения и показано, что пренебрежение этой зависимостью в особых случаях сильного поглощения может привести к значительным отклонениям от истинных значений этих величин.

Электрический вектор преломленной электромагнитной волны можно представить в виде

$$A_1 = A_0 \exp\left\{-i\omega\left(t - \frac{x \sin n\alpha_2 - z\cos\alpha_2}{v}\right)\right\}, \tag{4}$$

где α_2 — угол преломления, v — фазовая скорость.

В поглощающих средах, где для показателя преломления рентгеновых лучей имеет место соотношение

$$\frac{\sin\alpha_1}{\sin\alpha_2} = 1 - \delta - i\beta, \tag{5}$$

комплексными являются как угол преломления α_2, так и фазовая скорость v.

Определив с помощью (5) $\sin\alpha_2$, $\cos\alpha_2$ и v

$$\sin\alpha_2 = \frac{\sin\alpha_1}{(1-\delta)^2 + \beta^2}(1 - \delta + i\beta),$$

$$\cos\alpha_2 = \frac{\sqrt{[(1-\delta)^2+\beta^2]^2 - [(1-\delta)^2 - \beta^2 + 2i(1-\delta)\beta]\sin^2\alpha_1}}{(1-\delta)^2+\beta^2},$$

$$v = \frac{c[(1-\delta) + i\beta]}{(1-\delta)^2 + \beta^2},$$

и вводя обозначения

$$\begin{aligned} \sin\alpha_2 &= \rho_1 e^{i\varphi_1}, \\ \cos\alpha_2 &= \rho_2 e^{-i\varphi_2}, \\ v &= \rho_3 e^{i\varphi_3} \end{aligned} \tag{6}$$

выражение (4) можно привести к виду

$$A_1 = A_0 \exp\{-i\omega[t - x\rho_4 + z\rho_5 e^{-i\varphi_5}]\}, \tag{7}$$

где

$$\rho_4 = \frac{\rho_1}{\rho_3} = \frac{\sin\alpha_1}{c}, \quad \rho_5 = \frac{\rho_2}{\rho_3} = \frac{\sqrt{A^2+B^2}}{c},$$

$$\varphi_5 = \varphi_3 + \varphi_2,$$

$$A = (1-\delta)^2 - \beta^2 - \sin^2\alpha_1, \quad B = 2(1-\delta)\beta, \tag{7a}$$

$$D = (1-\delta)^2 + \beta^2.$$

Из (7) для плоскости равной фазы (см. рис. 1) и мнимой части показателя преломления соответственно получим следующие выражения:

$$x\sin\alpha_1 - z\rho_2[(1-\delta_{\alpha_1})\cos\varphi_2 - \beta_{\alpha_1}\sin\varphi_2] = \text{const}, \tag{8}$$

$$\rho_2[(1-\delta_{\alpha_1})\sin\varphi_2 + \beta_{\alpha_1}\cos\varphi_2], \tag{9}$$

где

$$\rho_2 = \sqrt[4]{\frac{A^2+B^2}{D^2}},$$

$$\sin\varphi_2 = \sqrt{\frac{D\sqrt{A^2+B^2} - A^2 - A\sin^2\alpha_1 - B^2}{2D\sqrt{A^2+B^2}}},$$

$$\cos\varphi_2 = \sqrt{\frac{D\sqrt{A^2+B^2} + A^2 + A\sin^2\alpha_1 + B^2}{2D\sqrt{A^2+B^2}}}.$$

С другой стороны, обозначая через γ (см. рис. 1) действительный угол преломления, для плоскости равной фазы и для закона преломления в действительной форме получим следующие выражения, соответственно:

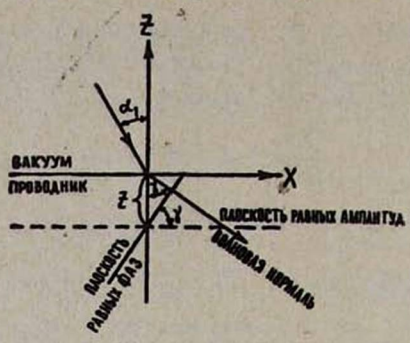


Рис. 1. Наклонное падение.

$$x \sin \gamma - z \cos \gamma = \text{const}, \tag{10}$$

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \gamma} = 1 - \delta_{\alpha_1}. \tag{11}$$

Начиная с (8) величины β_{α_1} и δ_{α_1} имеют индексы α_1 для того, чтобы подчеркнуть зависимость этих величин от угла падения α_1.

Имея в виду (7) и (7а), из (8)—(11) для δ_{α_1} и β_{α_1} получим

$$(1 - \delta_{\alpha_1})^2 = \frac{1}{2}\{A + 2\sin^2 \alpha_1 + \sqrt{A^2 + B^2}\}, \tag{12}$$

$$\beta_{\alpha_1}^2 = \frac{1}{2}\{-A + \sqrt{A^2 + B^2}\}. \tag{13}$$

В теоретических и экспериментальных рентгеновских исследованиях обычно пренебрегают разницей между главными значениями величин δ_{α_1} и β_{α_1}, т. е. между значениями их при нулевом угле падения (δ_0, β_0), и значениями их при углах падения, отличных от нуля, что не всегда корректно.

Перейдем теперь к исследованию выражений (12) и (13) в зависимости от угла падения α_1.

а) При нулевом угле падения ($\alpha_1 = 0$) величины δ_{α_1} и β_{α_1} совпадают со своими главными значениями

$$\delta_{\alpha_1} = \delta_0 = \delta,$$

$$\beta_{\alpha_1} = \beta_0 = \beta.$$

В этом случае плоскости равных амплитуд и равных фаз совпадают.

б) При отсутствии поглощения ($\beta_{\alpha_1} = 0$) величина δ_{α_1} опять совпадает с главным значением

$$\delta_{\alpha_1} = \delta.$$

Таким образом, в прозрачных средах для всех углов падения и в поглощающих средах при нулевом угле падения δ_{α_1} и β_{α_1} соответственно равны своим главным значениям.

Для исследования зависимости δ_{α_1}' и β_{α_1} от угла падения разберем конкретный пример, рассмотренный в [1].

В этой работе (стр. 245) рассмотрен случай сравнительно сильного поглощения образцом ($\beta = 2{,}5 \times 10^{-3}$) с показателем преломления, значительно отличающимся от единицы ($\delta = 4{,}8 \times 10^{-3}$). Для этого случая по формулам (12) и (13) нами рассчитаны $1 - \delta_{\alpha_1}$, δ_{α_1} и β_{α_1} при углах падения $\alpha = 30, 60, 80°$. Результаты этих расчетов приведены в таблице.

Таблица 1

α_1	0°	30°	60°	80°
$1-\delta_{\alpha_1}$	0,99520	0,995201	0,99521	0,995345
δ_{α_1}	$4{,}80 \cdot 10^{-3}$	$4{,}799 \cdot 10^{-3}$	$4{,}79 \cdot 10^{-3}$	$4{,}655 \cdot 10^{-3}$
β_{α_1}	$2{,}50 \cdot 10^{-3}$	$2{,}8914 \cdot 10^{-3}$	$5{,}074 \cdot 10^{-3}$	$17{,}22 \cdot 10^{-3}$

Как видно из табл. 1, в поглощающих средах с увеличением угла падения:

а) увеличивается действительная часть показателя преломления $(1 - \delta_{\alpha_1})$ и, следовательно, уменьшается единичный декремент показателя преломления δ_{α_1};

б) увеличивается мнимая часть показателя преломления, т. е. с увеличением угла падения увеличивается поглощение.

На первый взгляд изменение показателя преломления с увеличением угла падения незначительное и этим эффектом можно пренебречь. Однако даже такое незначительное изменение показателя преломления рентгеновых лучей приводит к таким изменениям фазы, пренебрежение которыми недопустимо. Действительно, добавочная разность фаз, возникающая из-за изменения показателя преломления с увеличением угла падения α_1 от нуля до 60°, определяется так

$$\varphi = kx[(1-\delta_{60°}) - (1-\delta_{0°})] = kx(\delta_{0°} - \delta_{60°}).$$

В случае Cu K_α излучения последнее выражение примет следующий вид:

$$\varphi = \frac{2\pi}{1{,}54} \cdot 10^8 \cdot 10^{-5} \cdot x = \frac{2\pi}{1{,}54} \cdot 10^3 x,$$

где x — путь, пройденный волной в поглощающей среде, откуда видно, что даже на расстоянии $x = 10^{-2}$ *см* это изменение показателя преломления приводит к изменению разности фаз на $\frac{2\pi}{1{,}54} \cdot 10$ *радиан*.

С другой стороны, известно, что в аргументе тригонометрической функции можно пренебречь величиной только в том случае,

если она намного меньше единицы. Следовательно, вышеуказанными изменениями угла падения в общем случае нельзя пренебречь.

Другой не менее интересный факт состоит в том, что с увеличением угла падения увеличивается мнимая часть показателя преломления, т. е. увеличивается коэффициент поглощения. Чем обусловлено это увеличение коэффициента поглощения? Почему должен увеличиваться коэффициент поглощения с увеличением угла падения? Последнее обусловлено тем, что при косом падении для проникновения на глубину z волна в поглощающей среде проходит путь больший, чем при перпендикулярном падении (см. рис. 1 и 2). Действи-

Рис. 2. Нормальное падение.

тельно, на рис. 1 и 2 на глубине z в поглощающей среде показаны плоскости равных амплитуд. В первом случае, т. е. в случае косого падения, волна прошла до этой плоскости путь $z/\cos\gamma$, а во втором случае, т. е. в случае нормального падения, она прошла путь z.

Если выражение (9) переписать в виде

$$\frac{z}{\cos\gamma}\rho\left[(1-\delta)\sin\varphi_2+\beta\cos\varphi_2\right]\cos\gamma,$$

то для мнимой части показателя преломления получим следующее выражение

$$\beta_{\alpha_1}'^2=\frac{1}{2}\{-A+\sqrt{A^2+B^2}\}\cos^2\gamma. \tag{13a}$$

В среде с коэффициентом преломления μ, когда волна распространяется под углом γ, интенсивность уменьшается по закону

$$J=J_0e^{-\mu\frac{z}{\cos\gamma}},$$

откуда для амплитуды получаем

$$A_1=A_0e^{-\frac{\mu z}{2\cos\gamma}}. \tag{14}$$

С другой стороны, в рассматриваемом случае затухание из-за поглощения можно записать

$$A_1 = A_0 e^{-z\rho_2 [(1-\delta)\sin\varphi_2 + \beta\cos\varphi_2]}. \tag{15}$$

Сравнивая выражения (14) и (15), для мнимой части показателя преломления получим (13а). Интересно проследить зависимость β'_{α_1} от угла падения α_1 по (13а) и зависимость β_{α_1} от этого же угла по (13).

Из (12) и (13) имеем

$$(1-\delta)\beta = (1-\delta_{\alpha_1})\beta_{\alpha_1}\cos\gamma, \tag{16}$$

а из (12) и (13а) получаем

$$(1-\delta)\beta = (1-\delta_{\alpha_1})\beta'_{\alpha_1}. \tag{17}$$

Левые части выражений (16) и (17) постоянны и равны друг другу, следовательно,

$$\beta'_{\alpha_1} = \beta_{\alpha_1}\cos\gamma.$$

Имея в виду малость величин δ, δ_{α_1}, β, β_{α_1} и β'_{α_1}, (16) и (17) с достаточной точностью можно переписать в следующем виде:

$$\beta = \beta_{\alpha_1}\cos\gamma, \tag{16а}$$

$$\beta = \beta'_{\alpha_1}. \tag{17а}$$

Как видно из (16а) и (17а), β_{α_1} растет по такому же закону, как и путь $\left(\beta_{\alpha_1} = \frac{\beta}{\cos\gamma},\ z' = \frac{z}{\cos\gamma}\right)$, а величина β'_{α_1} практически не зависит от угла падения ($\beta'_\alpha = \beta$).

Выше мы рассмотрели случай сильнопоглощающего образца ($\beta = 2{,}5\times10^{-3}$), показатель преломления которого значительно отличается от единицы ($\delta = 4{,}8\cdot10^{-3}$). Здесь мы рассмотрим случай сильнопоглощающего образца, показатель преломления которого мало отличается от единицы ($\delta = 4{,}8\cdot10^{-4}$).

Таблица 2

α_1	0°	30°	60°	80°
$1-\delta_{\alpha_1}$	0,99952	0,99952104	0,9995294	0,9996231
δ_{α_1}	$4{,}8\cdot10^{-4}$	$4{,}7896\cdot10^{-4}$	$4{,}706\cdot10^{-4}$	$3{,}769\cdot10^{-4}$
β_{α_1}	$2{,}5\cdot10^{-3}$	$2{,}887\cdot10^{-3}$	$5{,}007\cdot10^{-3}$	$14{,}573\cdot10^{-3}$

Как видно из табл. 2, величина изменения показателя преломления определяется не величиной δ, а величиной β. Действительно, сравнивая данные табл. 1 и 2, мы видим, что изменения величины $1-\delta_{\alpha_1}$ в этих двух случаях одинаковы несмотря на то, что величины δ в этих случаях на порядок отличаются друг от друга.

Теперь рассмотрим случай слабопоглощающего образца ($\beta = 2{,}5\times10^{-4}$), показатель преломления которого значительно отличается от единицы ($\delta = 4{,}8\cdot10^{-3}$).

Таблица 3

α_1	0°	30°	60°	80°
$1-\delta_{\alpha_1}$	0,9952	0,99520001	0,9952001	0,99520146
δ_{α_1}	$4,8\cdot10^{-3}$	$4,79999\cdot10^{-3}$	$4,7999\cdot10^{-3}$	$4,79854\cdot10^{-3}$
β_{α_1}	$2,5\cdot10^{-4}$	$2,89\cdot10^{-4}$	$5,074\cdot10^{-4}$	$17,25\cdot10^{-4}$

Последняя таблица также показывает, что изменение показател преломления с увеличением угла падения главным образом определяетс поглощением. Действительно, несмотря на то, что в этом случа (табл. 3) величина $\delta=4,8\cdot10^{-3}$ на порядок больше, чем во втором сл чае ($\delta=4,8\cdot10^{-4}$), изменения показателя преломления в последне случае (табл. 3) на два порядка меньше, чем во втором случа (табл. 2).

В конце рассмотрим случай слабопоглощающего образца ($\beta=2,5\times10^{-4}$), показатель преломления которого сравнительно мало отл чается от единицы ($\delta=4,8\cdot10^{-4}$). Как показывает табл. 4, этот сл чай почти не отличается от случая слабопоглощающего образц показатель преломления которого намного отличается от единиц (табл. 3).

Таблица 4

α_1	0°	30°	60°	80°
$1-\delta_{\alpha_1}$	0,99952	0.99952001	0,9995201	0,99952103
δ_{α_1}	$4,8\cdot10^{-4}$	$4,799\cdot10^{-4}$	$4,799\cdot10^{-4}$	$4,7897\cdot10^{-4}$
β_{α_1}	$2,5\cdot10^{-4}$	$2,887\cdot10^{-4}$	$5,007\cdot10^{-4}$	$14,62\cdot10^{-4}$

В случае сравнительно слабого поглощения ($\beta=2,5\cdot10^{-4}$) изм нением коэффициента поглощения в зависимости от угла падения, ка залось бы, можно пренебречь. Однако детальное исследование, анал гичное проделанному выше, показывает, что при $\beta\geqslant10^{-4}$ этого д лать нельзя. Действительно, ведь при интерферометрических измер ниях коэффициента преломления иногда применяются пластинки (кли ны) толщиной в несколько миллиметров. А при таких толщинах, даж если $\beta=10^{-4}$, добавочная разность фаз получается гораздо больше чем $\frac{\pi}{2}$, которой ни в коем случае нельзя пренебрегать.

Ереванский государственный университет

Поступила 18.XII.197

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. Комптон, С. Алисон*, Рентгеновские лучи, теория и эксперимент, ОГИ М.—Л., 1941.
2. *К. Шефер*, Теоретическая физика, III, ч. II, ГОНТИ СССР, 1938.

3. *А. В. Соколов*, Оптические свойства металлов, Физматгиз, М., 1961.
4. *Р. Джеймс*, Оптические принципы дифракции рентгеновых лучей, Изд. ИЛ, М., 1950.

ՌԵՆՏԳԵՆԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԲԵԿՄԱՆ ՑՈՒՑԻՉԻ ԿԱԽՈՒՄԸ ԱՆԿՄԱՆ ՈՒՂՂՈՒԹՅՈՒՆԻՑ ԿԼԱՆՈՂ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Կ. Ն. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ, Ֆ. Հ. ԷՅՐԱՄՋՅԱՆ, Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ

Տեսականորեն հետազոտված են ռենտգենյան ճառագայթների բեկման ցուցիչի կախումը անկման ուղղությունից կլանող միջավայրում։

Ցույց է տրված, որ կլանող միջավայրում բեկման սովորական օրենքը չի պահպանվում և բեկման ցուցիչը փոփոխվում է անկման անկյան փոփոխմամբ։

Հետազոտությունների արդյունքում ստացվել է.

1. անկման անկյան մեծացմամբ բեկման ցուցիչը մեծանում է,

2. այդ մեծացումը այնքան արագ է կատարվում, որքան կլանումը մեծ է,

3. անկման անկյունից կախված է նաև էքստինկցիայի գործակիցը (բեկման ցուցիչի կեղծ մասը)։

Բեկման ցուցիչի կեղծ մասը անկման անկյան փոփոխմամբ ավելի արագ է փոփոխվում, քան իրական մասը։

Բեկման ցուցիչի կեղծ մասի 10 $^{-4}$-ից մեծ արժեքների դեպքում ($\beta > 10^{-4}$) *չի կարելի արհամարել նրա իրական մասի անկման անկյունից ունեցած կախումը։*

THE DEPENDANCE OF *X*-RAY REFRACTION INDEX ON THE DIRECTION OF INCIDENCE IN ABSORBING MEDIA

K. N. BEZIRGANIAN, F. O. EIRAMDJIAN, P. H. BEZIRGANIAN

The real and imaginary parts of the *X*-ray refraction index for absorbing media depend on the angle of incidence and increase with the increase of the angle. For large angles this dependence is necessary to take into account.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 7, 348—353 (1972)

ВЫНУЖДЕННОЕ ДВУХ- И ТРЕХФОТОННОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА В ВОДЕ

В. С. ДНЕПРОВСКИЙ, К. В. КАРМЕНЯН, И. И. НУРМИНСКИЙ

Исследовалось ВКР в воде при возбуждении излучением неодимового лазера с синхронизацией мод, а также при возбуждении его второй гармоникой. При возбуждении излучением основной частоты удалось возбудить вынужденное трехфотонное комбинационное рассеяние, т. е. такое ВКР, в котором одновременно взаимодействуют два фотона возбуждающего излучения и фотон рассеянного. Рассмотрена конкуренция между ВКР и трехфотонным ВКР при возбуждении основным излучением лазера ($\lambda = 1{,}06\ \mu$). Проведено сравнение с результатами по спонтанному рассеянию.

Целью настоящей работы является исследование процессов, протекающих при больших уровнях мощности возбуждающего излучения. Поэтому в качестве исследуемой среды была взята вода, которая имеет очень маленький коэффициент усиления $g_0 \simeq 10^{-5}\ \frac{см}{Мвт}$ и для возбуждения ВКР требует мощности, недостижимой при наносекундном режиме генерации. Кроме того, локальная нестационарность не оказывает решающего влияния на развитие ВКР в воде, так как для нее времена релаксации молекулярных колебаний, оцененные по ширине линий спонтанного КР, порядка 10^{-13} *сек*, что позволяет при интерпретации полученных результатов учитывать лишь волновые нестационарности, связанные с дисперсией показателя преломления.

В настоящей работе под двухфотонным рассеянием подразумевается обычное комбинационное рассеяние, в котором участвуют один фотон возбуждающего излучения и один фотон рассеянного с рождением (или уничтожением) оптического фонона. Под трехфотонным подразумевается комбинационное рассеяние, в котором участвуют два фотона основного и один фотон рассеянного излучения.

Для исследования ВКР в воде использовался лазер на стекле с неодимом, работающий в режиме синхронизации мод, а также его вторая гармоника. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Энергия генератора измерялась с помощью термопарного калориметра, отградуированного по калориметру ИМО—1. Количество импульсов генерации N регистрировалось коаксиальным фотоэлементом ФЭК—15, согласованным с осциллографом И 2—7. В наших экспериментах $N = 23 \div 27$. Измерение длительности импульса генерации $\tau_и$ осуществлялось по методу „столкновения" световых импульсов в среде, люминесцирующей при двухфотонном поглощении [1, 2]. В качестве такой среды в наших экспериментах служил раствор ро-

дамина $6G$ в этиловом спирте. Вычисленная по измерению длины светящейся области длительность импульса была $\tau_и = \frac{\Delta ln}{c} \simeq 3 \cdot 10^{-12}$ *сек.*

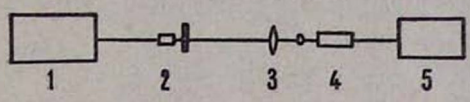


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1. Генератор с синхронизацией мод на стекле с неодимом. 2. Удвоитель частоты на кристалле КДР с фильтром, обрезающим основное излучение (в экспериментах по трехфотонному ВКР удвоитель отсутствовал). 3. Фокусирующая линза или телескоп. 4. Кювета с водой. 5. Спектрограф.

Регистрация спектров рассеянного излучения, распространяющегося как вдоль луча накачки, так и в противоположном направлении, производилась с помощью спектрографа ИСП—51. Полученные спектры обрабатывались на микрофотометре МФ—4 по стандартной методике с учетом спектральной чувствительности пленок и спектральных характеристик применяемых светофильтров. Регистрация спектров ВКР производилась с помощью спектрографа ИСП—51 с камерой УФ—89. Коэффициент преобразования излучения накачки в стоксову полосу был порядка одного процента.

На рис. 2 представлена спектрограмма ВКР, расшифрованная на микрофотометре МФ—4. Отчетливо наблюдаются максимумы на частотах 3240 и 3440 $см^{-1}$, которые соответствуют симметричным коле-

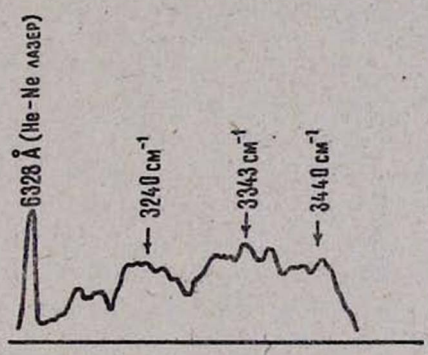


Рис. 2. Спектрограмма ВКР в воде от второй гармоники неодима.

баниям молекул воды с „нормальными“ и „дефектными“ водородными связями [3]. Кроме того наблюдается ряд максимумов в области 3350 $см^{-1}$, которые, по-видимому, связаны с антисимметричными колебаниями молекул с „нормальными“ связями.

Как указано в работе [4], можно предполагать, что правила отбора, запрещающие появление этих колебаний в спектре КР паров воды, в жидкости действуют менее строго, особенно когда молекулы

жидкости находятся в узлах квазикристаллической решетки и подвергаются сильному воздействию со стороны соседних молекул.

Мы не наблюдали максимума в области 3620 $см^{-1}$, видимо, потому, что свободных молекул воды в жидкости гораздо меньше, чем связанных, и имеющейся накачки не хватает для возбуждения ВКР на этой частоте. Оценку абсолютных значений интенсивности ВКР в воде можно проводить с помощью квазистатической теории с учетом групповых запаздываний, так как время релаксации молекулярных колебаний для воды $\tau_p \simeq 10^{-13}$ $сек \ll \tau_и$. Таким образом, наиболее важным свойством пикосекундных импульсов при возбуждении ВКР в воде является их большая пиковая интенсивность.

В статическом приближении для коэффициента преобразования стоксовой компоненты имеем

$$\frac{W_c}{W_н} = \frac{W_{сп}\exp(g_0 S_н l_+)}{W_н},$$

где W_c — энергия излучения в стоксовой компоненте ВКР, $W_н$ — энергия излучения накачки, $W_{сп}$ — энергия излучения при спонтанном КР, $S_н$ — плотность мощности излучения накачки, g_0 — статический коэффициент усиления.

Если согласно работе [5] брать для ширины спонтанной линии КР в воде величину 200 $см^{-1}$, то даже при максимальных оценках пиковых мощностей излучения накачки усиление ВКР будет не больше e^5 $\left(\text{при оценке брались значения } g_0 \sim 10^{-5}\frac{см}{Мвт},\ S_н \simeq 10^5\frac{Мвт}{см^2},\ l_+ \sim 5\,см\right)$, что противоречит полученному коэффициенту преобразования $\left(\eta = \frac{W_c}{W_н} \simeq 1\%\right)$. Таким образом, по-видимому, полоса комбинационного рассеяния воды состоит из ряда достаточно узких (~ 30 $см^{-1}$) линий, которые возбуждаются независимо.

Следует отметить, что даже при такой ширине линий время релаксации молекулярных колебаний есть $\tau_p \sim 10^{-12}$ $сек < \tau_и$, что, по-видимому, позволяет пользоваться при оценках квазистатическим приближением.

При исследовании вынужденного трехфотонного рассеяния в качестве источника возбуждения использовалось основное излучение ($\lambda = 1{,}06$ μ) неодимового лазера, работающего в режиме синхронизации мод. Пиковая мощность импульсов излучения составляла $\simeq 40$ $Гвт$. Луч лазера фокусировался внутрь десятисантиметровой кюветы с водой при помощи линзы с фокусным расстоянием $F = 60$ $см$. Рассеянное излучение собиралось конденсором на щель спектрографа ИСП—51 (с камерой $F = 270$ $мм$). Регистрация спектров в области 5000÷7000 Å производилась на фотопленках „изопанхром“ и „тип“—15, а в области 7000÷10700 Å—на фотопленке „И—1070“.

На рис. 3 представлен характерный спектр рассеянного излучения.

Он состоит из комбинационной антистоксовой полосы 1700 $см^{-1}$, провала на месте антистоксовой полосы 3440 $см^{-1}$ и двух максимумов в области 5300÷6500 Å, положение которых соответствует стоксовым линиям 650 $см^{-1}$ и 3440 $см^{-1}$ трехфотонного рассеяния. Форма линии возбуждающего излучения при этом оставалась неизменной.

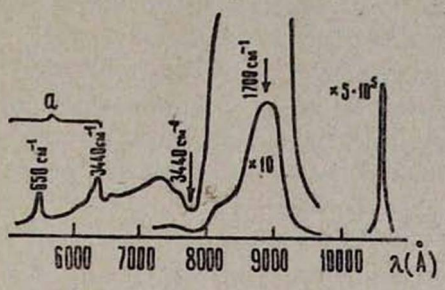


Рис. 3. Спектрограмма вынужденного трехфотонного комбинационного рассеяния (область *a*) и антистоксовой области ВКР в воде.

Антистоксова полоса 1700 $см^{-1}$ имеет вынужденный характер: ее интенсивность составляет $10^{-1} \div 10^{-2}$% интенсивности возбуждающего излучения, а индикатриса рассеяния резко асимметрична в направлении распространения основного излучения (асимметрия вперед-назад $> 10^2$). Такая асимметрия рассеяния обычно имеет место при ВКР в поле пикосекундных импульсов света из-за волновой нестационарности [6]. Провал в области частот антистоксовой полосы 3440 $см^{-1}$, по-видимому, аналогичен поглощению на антистоксовых частотах комбинационного рассеяния, наблюденному Джонсом и Стойчевым [7] в ряде жидкостей, когда одновременно с мощной волной накачки в среду попадает достаточно интенсивное излучение со сплошным спектром.

В данном случае роль излучения с непрерывным спектром играет антистоксово крыло полосы 1700 $см^{-1}$. Особенностью ВКР в воде при накачке неодимовым лазером является то, что не излучается частота 3440 $см^{-1}$, которая наиболее интенсивна в ВКР при возбуждении второй гармоникой ($\lambda = 5300$ Å), а также в спонтанном комбинационном рассеянии [5]. Это, по-видимому, объясняется тем, что поглощение воды в области стоксовых частот полосы 3440 $см^{-1}$ примерно в 6 раз больше, чем в области стоксовых частот полосы 1700 $см^{-1}$.

Для проверки этого предположения был проведен эксперимент с водой, в которой был растворен дигидрофосфат калия (КДР) для создания поглощения на стоксовой частоте 3440 $см^{-1}$. Раствор был прозрачен на стоксовой частоте 1700 $см^{-1}$ ($\lambda = 1{,}29$ μ) и совершенно непрозрачен на стоксовой частоте 3440 $см^{-1}$ ($\lambda = 1{,}54$ μ). Спектр антистоксовой области рассеяния при этом не изменился. Это указывает на то, что стоксова линия 3440 $см^{-1}$ не излучается [9].

На частоте межмолекулярных колебаний ($\nu = 650$ *см*$^{-1}$) ВКР не наблюдалось, что может быть связано с меньшим коэффициентом усиления ВКР на этой частоте $\left(g \sim \frac{1}{\Delta\nu}\right.$, а линия 650 *см*$^{-1}$ примерно в 5 раз шире, чем линия 1700 *см*$^{-1}$ [5]$\left.\right)$.

Остается неясным происхождение антистоксова крыла полосы 1700 *см*$^{-1}$. Интенсивность излучения крыла вперед более чем на два порядка превышает интенсивность излучения назад; такая асимметрия индикатрисы рассеяния свойственна вынужденным процессам. В то же время не было обнаружено стоксово крыло линии 1700 *см*$^{-1}$, которое характерно для различных механизмов неоднородного уширения линий ВКР.

В области 5300÷6500 Å наблюдаются максимумы, положение которых совпадает с положением стоксовых полос 650 *см*$^{-1}$ и 3440 *см*$^{-1}$ трехфотонного комбинационного рассеяния. Так как положение этих максимумов не совпадает ни с одной из антистоксовых полос и их гармоник обычного ВКР в воде, то, по-видимому, имеет место трехфотонное комбинационное рассеяние. Результаты работы Терхьюна и сотрудников [10], пересчитанные на основании работ [11, 12], дают ожидаемый коэффициент преобразования в стоксову полосу спонтанного трехфотонного КР

$$\eta = \eta_{\text{т}} \frac{P_{\text{н}}}{P_{\text{нт}}} \frac{\omega^4}{\omega_{\text{т}}^4} \frac{\Delta\Omega}{\Delta\Omega_{\text{т}}},$$

где $P_{\text{н}}$ — мощность излучения накачки, ω — частота линии трехфотонного КР, $\Delta\Omega$ — угловые размеры рассеивающей среды.

Индексом „Т“ обозначены данные, представляемые на основании работы [10]. Пересчет к условиям настоящего эксперимента дает $\eta \sim 2{,}5 \cdot 10^{-14}$; коэффициент преобразования наблюдаемых линий доходит до $10^{-7} \div 10^{-6}$ интенсивности накачки, что на 8 порядков выше расчетной величины для спонтанного КР. Это обстоятельство и ярко выраженный порог возбуждения полос позволяют сделать вывод о том, что наблюдалось вынужденное комбинационное рассеяние света в воде. Тот факт, что полосы 650 *см*$^{-1}$ и 3440 *см*$^{-1}$ не появлялись одновременно, но имели примерно одинаковую среднюю амплитуду, дает основание считать, что эти полосы конкурируют между собой и обладают примерно одинаковым коэффициентом усиления. В противном случае всегда появлялась бы только одна из этих полос, что имеет место при возбуждении ВКР в воде от второй гармоники.

Полоса 1700 *см*$^{-1}$ при трехфотонном комбинационном рассеянии не возбуждается. По-видимому, это связано с тем, что сечение рассеяния на этой частоте мало [11]. Кроме того, должна происходить конкуренция с обычным ВКР, имеющим значительно большее сечение процесса и препятствующим развитию вынужденного трехфотонного рассеяния.

Авторы выражают глубокую признательность С. А. Ахманову, Д. Н. Клышко и Р. В. Хохлову за ценные замечания и постоянный интерес к работе.

Московский государственный университет
им. М. Ломоносова
Институт физических исследований
АН АрмССР

Поступила 25.III.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. A. Giordmaine, P. M. Rentzepis, S. L. Shapiro, K. W. Wecht*, Appl. Phys. Letters, 11, 218 (1967).
2. *P. M. Rentzepis, M. A. Duguay*, Appl. Phys. Letters, 11, 216 (1967).
3. *З. А. Габричидзе*, Оптика и спектроскопия, 19, 576 (1965).
4. *В. И. Вальков, Г. Л. Масленкова*, Оптика и спектроскопия, 1, 881 (1956); Вестник ЛГУ, сер. физ. и хим., 22, 8 (1957).
5. *C. F. Walrafen*, J. Chem. Phys., 36, 1035 (1962).
6. *В. С. Днепровский, Ю. Д. Голяев, И. И. Нурминский*, Тезисы IV Всесоюзного симпозиума по нелинейной оптике, Киев, 1968.
7. *W. I. Jones, C. P. Stoicheff*, Phys. Rev. Letters, 13, 657 (1964).
8. *М. Большов, Ю. Д. Голяев, В. С. Днепровский, И. И. Нурминский*, ЖЭТФ, 57, 346 (1969).
9. *Н. Бломберген*, Нелинейная оптика, Изд. Мир, М., 1966; *В. А. Зубов, М. М. Сущинский, И. И. Шувалов*, УФН, 89, 49 (1966).
10. *R. W. Terhune, P. D. Maker, C. M. Savage*, Phys. Rev. Letters, 14, 681 (1965).
11. *С. А. Ахманов, Д. Н. Клышко*, Письма ЖЭТФ, 2, 171 (1965).
12. *В. Л. Стрижевский, В. М. Клименко*, ЖЭТФ, 53, 245 (1967).

ԼՈՒՅՍԻ ԳԵՐԿԱՐՃ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ՍՏԻՊՈՂԱԿԱՆ ԵՐԿՈՒ ԵՎ ԵՐԵՔ ՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՈՒՄԸ ՋՐԻ ՄԵՋ

Վ. Ս. ԴՆԵՊՐՈՎՍԿԻ, Կ. Վ. ԿԱՐՄԵՆՅԱՆ Ի. Ի. ՆՈՒՐՄԻՆՍԿԻ

Հետազոտվել է ստիպողական կոմբինացիոն ցրումը ջրում մեծ հզորության դեպքում մոդաների սինխրոնիզացիայով նեոդիմային լազերի երկրորդ հարմոնիկի ճառագայթումով գրգռելիս։ Հիմնական ճառագայթումով գրգռելիս հաջողվել է գրգռել ստիպողական եռաֆոտոնային կոմբինացիոն ցրում, այսինքն այնպիսի ստիպողական կոմբինացիոն ցրում, որում միաժամանակ փոխազդում են գրգռող ճառագայթման երկու ֆոտոն և ցրվող մեկ ֆոտոն։

Լազերի հիմնական ճառագայթումով գրգռելու դեպքում ($\lambda = 1{,}06\ \mu$) *տեղի է ունենում կոնկուրենցիա կոմբինացիոն ցրման և եռաֆոտոնային. կոմբինացիոն ցրման միջև։*

Կատարված է համեմատություն սպոնտան կոմբինացիոն ցրման արդյունքների հետ։

STIMULATED TWO AND THREE PHOTON RAMAN SCATTERING IN WATER

W. S. DNEPROWSKY, K. W. KARMENIAN, I. I. NURMINSKY

Stimulated Raman scattering in water is considered at an incidence of high power fundamental frequency of Neodimium glass laser with mode sinchronisation and at an incidence of its second harmonic. For fundamental frequency incidence (λ=1,06 μ) a stimulated three photon Raman scattering was obtained, i. e. such SRS, in which two photons of incident radiation and one photon of scattered radiation interact. The competition between two photon SRS and three photon SRS at the irradiation of water by laser fundamental frequency is considered. The data are compared with those for spontaneous Raman scattering.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 7, 354—360 (1972)

ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ КРЕМНИЯ И ГЕРМАНИЯ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ЭЛЕКТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 50 *Мэв*

Г. Н. ЕРИЦЯН, Р. А. МЕЛКОНЯН, А. А. СААКЯН, Н. Е. ГРИГОРЯН, Э. О. АЯЗЯН

Приводятся результаты исследований радиационных дефектов в монокристаллах кремния и германия после облучения электронами с энергией 45÷50 *Мэв*. Были измерены температурные зависимости концентраций носителей и времени жизни неосновных носителей до и после облучения. По отжигу образованных радиационных нарушений определялись их температурные устойчивости. Показано, что в результате облучения высокоэнергетичными электронами, как и при нейтронном облучении, образуются дефекты типа скоплений простых дефектов.

Введение

Под действием облучения быстрыми частицами в твердых телах происходят процессы, приводящие к существенному изменению их физических свойств. Как известно, основным результатом в этом процессе является смещение атомов из узлов решетки в междоузлие.

Созданные таким образом простые дефекты (дефекты Френкеля) не стабильны и мигрируют в решетке уже при температуре 20°К, затем вакансия или междоузельный атом соединяется с химической примесью или с другим несовершенством и образует стабильное соединение типа примесь + точечный дефект. Такая ассоциация стабильна вплоть до температур 200°С, и именно эти вторичные сложные дефекты определяют физические свойства кристалла: им соответствуют энергетические уровни в запрещенной зоне полупроводника, распределение спектров фотопроводимости и инфракрасного поглощения, изменение времени жизни неосновных носителей тока.

Согласно проявляемым свойствам выбирается методика исследований радиационных дефектов в твердых телах. Наряду с классическими методами измерений эффекта Холла, электропроводности, фотопроводимости, времени жизни неосновных носителей в настоящее время применяются исследования спектров инфракрасного (ИК) поглощения, электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), рекомбинационного излучения и т. д., которые не только взаимно подтверждают результаты других методик, но и дают новую информацию о природе радиационных дефектов в твердых телах.

1. Предпосылки образования радиационных дефектов в кремнии и германии

Радиационные дефекты более или менее полно изучены в германии и кремнии, что связано с возможностью получения достаточно совершенных и чистых исходных монокристаллов этих веществ. Бла-

годаря успешному использованию методики ЭПР удалось достоверно установить природу так называемых А- и Е-центров в кремнии n-типа, представляющих собой соединение вакансии в первом случае с атомом кислорода, во втором — с атомом донорной примеси [1]. Были идентифицированы также дивакансия [2, 3] и более сложные скопления вакансий — кластеры [4]. Госсик теоретически рассчитал размеры кластеров, изменение подвижности носителей в этих областях разупорядочения после нейтронного облучения [5].

При облучении нейтронами вероятность образования кластеров велика; нейтрон при столкновении с атомом передает ему большую часть своей энергии согласно формуле

$$T_м = \frac{4 M_1 \cdot M_2}{(M_1 + M_2)^2} E, \tag{1}$$

где M_1, M_2 — соответственно масса нейтрона и облучаемого атома, E — энергия нейтрона. Когда эта энергия превосходит энергию смещения атома из узла в междоузлие — $U_{см}$, то образуется простой дефект. Первично смещенный атом способен сам образовать вторичные, третичные и т. д. смещения соседних атомов, если $T_м \gg U_{см}$.

В результате таких каскадных процессов образуются области разупорядочения (кластеры), могут происходить в кристалле локальные перегревы, клинья смещений и т. д. Облучение протонами приводит к несколько иному, но тоже сложному спектру нарушений. Нейтрон отдает почти всю свою энергию при прямом столкновении с атомом. При бомбардировке же протонами основным механизмом создания дефектов является резерфордовское рассеяние, если энергия протонов не слишком велика. Действие рентгеновских и γ-лучей, а также быстрых электронов сводится к образованию в кристаллах, в основном, простых дефектов.

В этом случае переданная атому энергия есть

$$T_м = \frac{2(E + 2mc^2)}{mc^2} E, \tag{2}$$

где E — энергия электрона, c — скорость света, m — масса электрона.

Формулы (1) и (2) получаются из законов сохранения энергии и импульса до и после облучения; в (2) имелись в виду также релятивистские эффекты. Если пара вакансия — междоузлие пространственно не слишком разделена, существенно сказывается взаимодействие между единичными дефектами.

Поскольку расстояние между вакансией и междоузельным атомом бывает весьма различным в зависимости от энергии падающих частиц и ее распределения, то энергетический спектр радиационных дефектов представляет собой некоторую полосу в запрещенной зоне полупроводника.

2. Постановка задачи и методика исследований

Интерес к облучению полупроводника быстрыми тяжелыми частицами связан с тем, что в этом случае особенно сильно меняются электрические свойства полупроводника. Однако для исследовательских целей проще использовать рентгеновские и γ-лучи, а также быстрые электроны.

В настоящей работе представляются результаты исследований радиационных дефектов в монокристаллах кремния и германия при облучении электронами с энергией 45—50 *Мэв* и проводится их сравнение с радиационными дефектами, образованными в тех же монокристаллах при облучении γ-квантами и нейтронами.

Исходные монокристаллы были выращены методом Чохральского и имели следующие параметры: кремний *n*-типа — удельное сопротивление — 100 *ом см*, время жизни неосновных носителей — 45 *мксек*, плотность дислокаций — 10^3 $см^{-2}$; германий *n*-типа — удельное сопротивление — 8 *ом см*, время жизни неосновных носителей — 23 *мксек*, плотность дислокаций — 10 $см^{-2}$. Образцы монокристаллов для измерений эффекта Холла имели крестообразную форму, толщину 1 *мм*, зондовое расстояние 2 *мм*, ширину 3 *мм* и общую длину 10 *мм*, а для измерений времени жизни неосновных носителей — форму параллелипипеда с размерами $10 \times 3 \times 1$ $мм^3$. Для инфракрасного поглощения использовались образцы различной толщины 1—5 *мм* с площадью поверхности 4×14 $мм^2$.

Измерения удельного сопротивления эффекта Холла проводились по стандартной методике на постоянном токе на установке ЖК 78.07, переделанной для измерения более высокоомных и сразу двух образцов. Инфракрасное поглощение измерялось на спектрофотометре ИКС-14А с применением специального криостата при низких температурах. Во всех случаях регулирование температуры осуществлялось изменением скорости паров азота.

Для измерений времени жизни неосновных носителей применялась методика, использующая технику СВЧ. Непрерывные электромагнитные колебания сверхвысокой частоты (10^{10} *гц*) поступают из генератора через согласователь в суженный волновод, на выходе которого регистрируются детектором. Суженный волновод изготовлен так, что концентрируется электрическая составляющая электромагнитного поля, которая обусловливает поглощение мощности СВЧ в проводящей среде. В центре суженного волновода помещается измеряемый образец. Инжектирующие импульсы поступают от генератора *n*-образных импульсов. Инжектированные неосновные носители рекомбинируют по некоторому закону, зависящему, в частности. от энергетической структуры образца.

По этому же закону изменяется СВЧ мощность, поступающая на детектор. Выделенный детектором сигнал поступает на импульсный усилитель и осциллограф, где визуально определяется постоянная ре-

лаксации τ. В том случае, когда рекомбинация идет по экспоненциальному закону, эта постоянная равна времени жизни неосновных носителей. Для определения энергетического положения уровня рекомбинации из измеренных температурных зависимостей τ берется наклон $\ln\tau$ от $1/T$, учитывая, конечно, аддитивность скоростей рекомбинации неосновных носителей тока через различные центры рекомбинации: $\frac{1}{\tau} = \sum_i \frac{1}{\tau_i}$.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Полученные нами результаты приведены на рис. 1—4. По температурным зависимостям концентраций носителей определены энергетические положения радиационных дефектов в запрещенной зоне кремния и германия (рис. 1 и 2).

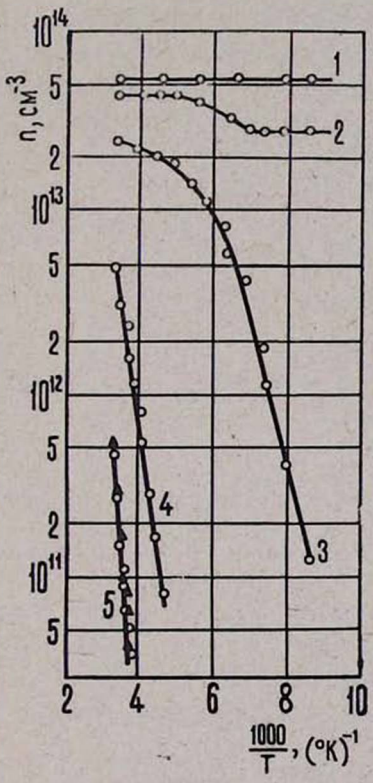


Рис. 1.

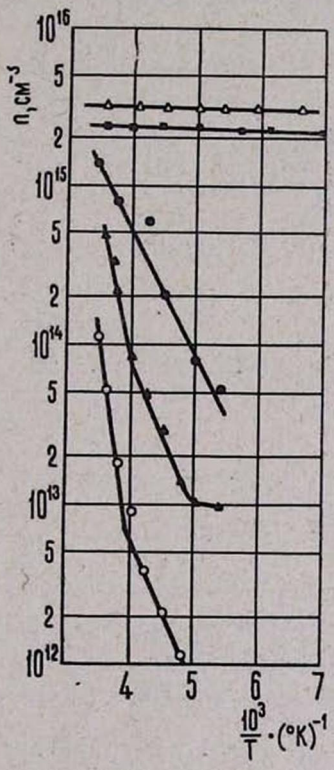


Рис. 2.

Рис. 1. Температурная зависимость концентрации основных носителей в кремнии до облучения (1) и после облучения электронами с энергией 50 *Мэв* дозами: 10^{14} *эл/см²* (2), $2\cdot10^{14}$ *эл/см²* (3), $4\cdot10^{14}$ *эл/см²* (4), $6\cdot10^{14}$ *эл/см²* (5), 10^{15} *эл/см²* (6).

Рис. 2. Температурная зависимость концентрации основных носителей в германии до облучения (1) и после облучения электронами с энергией 50 *Мэв* дозами: 10^{14} *эл/см²* (2), $2\cdot10^{14}$ *эл/см²* (3), $4\cdot10^{14}$ *эл/см²* (4), 10^{15} *эл/см²* (5).

В кремнии получены энергетические уровни: $E_c - 0{,}16$ *эв*, $E_c - 0{,}29$ *эв*, первый из которых представляет А-центр, а второй — кластерное образование. По нашему предположению, в результате облучения электронами с энергией 50 *Мэв* в кремнии образуются два типа дефектов, однако в начале облучения при малых дозах преобладают точечные дефекты, а затем возрастает концентрация кластеров. Об этом свидетельствует уменьшение подвижности носителей тока при больших дозах, а также увеличение интенсивности линии поглощения в области 12 *мкм* с увеличением дозы облучения. Для детального изучения этого явления были проведены дополнительные исследования отжига облученных монокристаллов и диодов, изготовленных из исходных кремниевых кристаллов *n*-типа с различными удельными сопротивлениями от 20 до 100 *ом см*.

Эксперименты показали, что на прямой ветви изменения вольт-амперной характеристики наблюдается промежуточная область насыщения. Это особенно заметно на графике зависимости относительного изменения прямого напряжения от дозы облучения (рис. 3). При малых дозах увеличение этой зависимости происходит благодаря увеличению концентрации А-центров, пока концентрация кластеров не

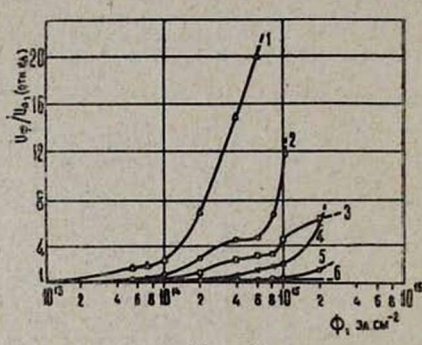


Рис. 3.

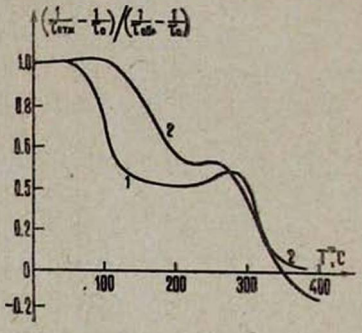


Рис. 4.

Рис. 3. Зависимость относительного изменения прямого напряжения кремниевых диодов от дозы облучения электронами с энергией 50 *Мэв* с различными удельными сопротивлениями базового материала: 1) 35 *ом см*, 2) 15 *ом см*, 3) 10 *ом см*, 4) 5 *ом см*, 5) 2 *ом см*, 6) 0,4 *ом см*.

Рис. 4. Зависимость неотожженной части обратной величины времени жизни неосновных носителей тока от температуры отжига в кремнии после облучения электронами с энергией 50 *Мэв* (1) и быстрыми нейтронами (2).

преобладает (область насыщения), далее решающую роль играют кластеры $\left(\text{более резкое увеличение зависимости } \frac{U_\Phi}{U_0} \text{ от } \Phi\right)$. Полученная нами область насыщения коррелирует с концентрацией носителей в исходном материале, т. е. с ее увеличением область насыщения сдвигается в сторону больших доз. Это согласуется с ранее известными данными о том, что для компенсации проводимости кремния с высокой концентрацией носителей необходима большая доза облучения.

Был проведен отжиг полученных дефектов (рис. 4). Поскольку изменение концентраций радиационных дефектов чувствительно к изменениям τ, то мы проследили за поведением τ в результате отжига. Сравнение с данными других авторов [6] показывает, что полученные после облучения электронами с энергией 50 *Мэв* дефекты в кремнии имеют одинаковую природу с дефектами, полученными после облучения быстрыми нейтронами. Почти идентичный ход течения отжига в обоих случаях свидетельствует, что по аналогии с нейтронным облучением в данном случае мы имеем дефект кластерного типа.

Сложная картина дефектообразования наблюдается после облучения монокристаллов германия. В результате облучения были получены следующие энергетические уровни: $E_c - 0{,}16$ *эв*, $E_c - 0{,}09$ *эв*, $E_c - 0{,}4$ *эв*. Идентификация этих уровней только по температурной зависимости концентраций носителей представляет трудную задачу, поскольку в результате облучения в германии образуются островки *p*- и *n*-типов, которые искажают результаты. Во избежание этого нами проводились дополнительные измерения зависимостей концентраций носителей от магнитного поля при различных удельных сопротивлениях образцов для определения холловских подвижностей в *n*- и *p*-типах проводимости. В случае германия идентификация и однозначная интерпретация природы дефектов затруднительна и предстоит дальнейшее более детальное изучение явления с привлечением других методик, особенно ЭПР.

Поступила 21.III.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *G. D. Watkins, J. W. Corbett*, Phys. Rev., 121, 1015 (1961).
2. *G. D. Watkins, J. W. Corbett*, Phys. Rev., 138, A543 (1965).
3. *G. D. Watkins, J. W. Corbett*, 138, A555 (1965).
4. *С. Х. Кушнир, Л. Г. Николаева*, ФТТ, 8, 982 (1966).
5. *B. Gossik*, J. Appl. Phys., 30, 8, 1215 (1959).
6. *В. И. Хиврич*, ФТП (в печати).

ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԻ ԵՎ ԳԵՐՄԱՆԻՈՒՄԻ ՄԻԱԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ 50 ՄԷՎ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐՈՎ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՏԱԿ ԱՌԱՋԱՑՈՂ ՌԱԴԻԱՑԻՈՆ ԴԵՖԵԿՏՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Հ. Ն. ԵՐԻՑՅԱՆ, Ռ. Ա. ՄԵԼՔՈՆՅԱՆ, Ա. Ա. ՍԱՀԱԿՅԱՆ ԵՎ Ն. Ե. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Հոդվածում բերվում են սիլիցիումի և գերմանիումի միաբյուրեղներում ռադիացիոն դեֆեկտների ուսումնասիրության արդյունքները 45—50 Մէվ էլեկտրոններով ճառագայթելուց հետո։ Չափվել են հիմնական հոսանքակիրների կոնցենտրացիայի և ոչ հիմնական հոսանքակիրների կյանքի տևողության ջերմաստիճանային կախումները։ Ջերմամշակման միջոցով որոշվել են ճառագայթման հետևանքով առաջացած ռադիացիոն դեֆեկտների ջերմային կայունությունները։

Ցույց է տրված, որ արագ էլեկտրոններով ճառագայթման հետևանքով առաջացած բյուրեղի խանգարումները կրում են պարզագույն դեֆեկտների միացության բնույթ, որը նման է նեյտրոններով ճառագայթման դեպքին։

STUDY OF RADIATION DEFECTS IN SILICON AND GERMANIUM SINGLE-CRYSTALS AFTER IRRADIATION BY 45—50 *MeV* ELECTRONS

G. N. YERITSIAN, R. A. MELKONIAN, A. A. SAHAKIAN, N. E. GRIGORIAN
E, O. AYAZIAN

Radiation defects induced in germanium and silicon single-crystals was studied after bombardment with 45—50 *MeV* electrons. .The temperature dependence of concentration of carriers and minority carrier lifetime measurements were used before and after irradiation.

The thermal stability of produced radiation damage has been determined by its behaviour of annealing.

The crystal damage caused by electron irradiation is shown to be of cluster type as in the case of neutron irradiation.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 7, 361—367 (1972)

НЕПРЯМЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ТОНКИХ КВАНТОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ

Э. М. КАЗАРЯН, Г. Л. МАИЛЯН, Р. Л. ЭНФИАДЖЯН

В работе исследуется край оптического поглощения в тонких полупроводниковых пленках при непрямых междузонных переходах с участием акустических и оптических фононов. Показано, что квантование поперечного движения электронов в пленке приводит к сильному изменению хода кривой поглощения. В случае акустических фононов получается линейная зависимость (у края) коэффициента поглощения от энергии падающего излучения со скачками в наклоне кривой поглощения при тех значениях энергии, при которых начинаются переходы между энергетически более удаленными поперечными подзонами. Для оптических фононов зависимость сложнее: в начале поглощения получается кривая, которая имеет у края корневую зависимость, затем на нее в указанных выше точках накладываются либо линейные, либо корневые функции. Если, кроме того, учесть экранировку (в случае оптических фононов), то в очень малой области у края корневая зависимость заменяется линейной. Найден период осцилляционной зависимости коэффициента поглощения от толщины пленки.

Наличие квантового размерного эффекта приводит к существенному изменению различных физических свойств кристаллов (см. [1]). Известно, что последний проявляется также в оптических свойствах при поглощении электромагнитных волн пленкой [2, 3, 4]. Исследование поглощения показало необходимость „точного“ учета энергетического состояния электрона в кристалле, в частности, двумерной зонной структуры. При учете последней в соответствии с особенностями двумерной структуры энергетических зон, как и в случае массивного образца, следует различать два типа междузонных переходов: переходы с участием лишь одного фотона (прямые переходы), и переходы, в которых наряду с поглощением фотона часть энергии и импульса передается какому-либо третьему телу (напр., фонону или какому-либо дефекту). Исследование поглощения в работах [3, 4] относится к прямым междузонным переходам. Целью данной работы является вычисление коэффициента поглощения при непрямых междузонных переходах в размерно квантованной полупроводниковой пленке с учетом взаимодействия электрона с акустическими и оптическими фононами. Вычисления проводятся обычным квантовомеханическим способом аналогично случаю массивного образца [5, 6].

Будем исходить из формулы [7]

$$\alpha = \frac{2\pi c\hbar^2}{N\hbar\omega} \cdot \frac{w}{A_0^2}, \tag{1}$$

где N — показатель преломления, A_0 — амплитуда плоской световой волны, ω — частота света. Вероятность переходов w имеет вид

$$w(\hbar\omega) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{i,f} |H'_{\alpha_i,\alpha_f}|^2 \delta(\hbar\omega - E(\alpha_f) + E(\alpha_i)), \tag{2}$$

где α_i и α_f — квантовые числа, характеризующие соответственно начальные и конечные состояния системы. Направим ось z перпендикулярно к плоскости пленки. Будем считать, что в направлении оси z электрон находится в потенциальной яме с бесконечно высокими стенками, а в плоскости (x, y)—в поле двумерной решетки. По этой модели состояние электрона в пленке характеризуется номером n подзон, возникающих из-за квантования поперечного движения, зонным индексом l и двумерным волновым вектором $\vec{k}$, характеризующими состояние электрона в плоскости пленки.

Предполагая, что пленка находится на подложке, обладающей такими же упругими свойствами, что и пленка, мы пренебрежем квантованием фононного спектра [1]. Соответственно состояние фонона будет определяться трехмерным волновым вектором $\vec{q}$.

Рассматривая электрон-фононное взаимодействие как возмущение, имеем следующий матричный элемент для непрямых переходов (учитывая, что продольный импульс фотона намного меньше импульса электрона, $s_\parallel \ll k$ (см. [7])):

$$\langle l_f, \vec{k}_f, n_f | H' | l_i, \vec{k}_i, n_i \rangle = \tag{3}$$

$$= \sum_{l_\alpha n} \frac{\langle l_f, \vec{k}_f, n_f | H_0 | l_\alpha, \vec{k}_f, n \rangle \langle l_\alpha, \vec{k}_f, n_i | H_{ph} | l_i, \vec{k}_i, n_i \rangle}{E(l_i, \vec{k}_i, n_i) - E(l_\alpha, \vec{k}_f, n)} +$$

$$+ \sum_{l_\beta, n'} \frac{\langle l_f, \vec{k}_f, n_f | H_{ph} | l_\beta, \vec{k}_i, n' \rangle \langle l_\beta, \vec{k}_i, n' | H_0 | l_i, \vec{k}_i, n_i \rangle}{E(l_f, \vec{k}_f, n_f) - E(l_\beta, \vec{k}_i, n')}.$$

Здесь H_0—оператор взаимодействия электрона со световой волной, H_{ph}—оператор электрон-фононного взаимодействия.

Далее ограничимся двухзонным приближением, т. е. будем считать, что l принимает два значения c и v. При этом для „оптического" матричного элемента имеем

$$|\langle c, \vec{k}, n' | H_0 | v, \vec{k}, n \rangle|^2 \approx \left(\frac{e}{m_0 c}\right)^2 A_0^2 a_\rho^2 m_0 f_{cv} E_g \chi_{n'n}(s_z L), \tag{4}$$

где

$$\chi_{n'n}(s_z L) = \frac{16\pi^4 (s_z L)^2 (n'n)^2 |(-1)^{n'+n} \cdot e^{-is_z L} - 1|^2}{[\pi^2 (n'+n)^2 - (s_z L)^2]^2 [\pi^2 (n'-n)^2 - (s_z L)^2]^2}. \tag{5}$$

Здесь s_z—поперечный импульс фотона, a_ρ—проекция вектора поляризации на плоскость пленки. Предполагая падение света нормальным к плоскости пленки, положим $a_\rho^2 = 1$. Интересуясь областью частот вблизи края поглощения, при вычислении (4) мы ввели постоян-

ную силу осциллятора f_{cv} и заменили разность $E(c, \vec{k}) - E(v, \vec{k})$ постоянным значением E_g, равным расстоянию между границами зон в центре зоны Бриллюэна.

Далее, для матричных элементов, описывающих электрон-фононное взаимодействие, имеем:

а) Акустические фононы ($\hbar\omega_{\vec{q}} \ll k_0 T$),

$$|\langle \vec{k}', n'; N_{\vec{q}} \pm 1| H_s |\vec{k}, n; N_{\vec{q}}\rangle|^2 = \frac{C_1^2 k_0 T}{2C_s^2 \rho} \chi_{n'n}(q_z L), \tag{6}$$

где C_1—постоянная деформационного потенциала, C_s—скорость звука в кристалле, ρ—плотность кристалла. При $n' = n$ формула (6) согласуется с аналогичной формулой работы [8].

б) Оптические фононы ($\hbar\omega_0 \gg k_0 T$),

$$|\langle \vec{k}', n'; N_{\vec{q}} - 1| H_{opt} |\vec{k}, n; N_{\vec{q}}\rangle|^2 = \frac{4\pi^2 Z^2 e^4}{a^6 \rho \omega_0 q^2} \exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{k_0 T}\right) \cdot \chi_{n'n}(q_z L), \tag{7}$$

где a—постоянная решетки. В формуле (7) мы пренебрегли дисперсией оптических фононов, т. е. $\omega_{\vec{q}} = \omega_0$.

1. Коэффициент поглощения при непрямых переходах в случае акустических фононов

В случае акустических фононов будем считать, что двумерная зона проводимости кроме основного минимума (в точке $\vec{k}=0$) имеет второй сдвинутый относительно точки $\vec{k}=0$ минимум, который энергетически ниже основного (полученные результаты нетрудно будет обобщить на случай, когда второй минимум выше основного минимума). В соответствии с этим в формулах будут фигурировать две массы, характеризующие зону проводимости, m_c и m_c', где первая соответствует минимуму в точке $\vec{k}=0$, вторая — второму минимуму. Ширину запрещенной зоны будем обозначать через E_g' (введенная выше величина E_g в данном случае больше E_g').

Тогда с помощью формул (1) —(6) легко получаем следующее выражение для коэффициента поглощения:

$$\alpha = 4 \frac{e^2}{\hbar c} \frac{f_{cv}}{N} \frac{C_1^2 m_c' m_v}{\hbar^2 C_s^2 \rho m_0 L^2} \sum_{m,n} \frac{\hbar\omega - E_g' - \varepsilon_c' m^2 - \varepsilon_v n^2}{\hbar\omega} \times$$

$$\times \theta(\hbar\omega - E_g' - \varepsilon_c' m^2 - \varepsilon_v n^2) \sum_{n'} \chi_{n'n}(s_z L) \times$$

$$\times \frac{(\delta_{mn'} + 2) E_g k_0 T}{(E_g + \varepsilon_c n'^2 + \varepsilon_v n^2 - \hbar\omega)^2}, \tag{8}$$

где

$$\varepsilon_c' \equiv \varepsilon_c\,(m_c'),\ \varepsilon_l = \frac{\pi^2\hbar^2}{2m_l L^2}.$$

При выводе (8) учитывается, что энергетические знаменатели в (3) приближенно равны $E_g + \varepsilon_c n'^2 + \varepsilon_v n^2 - \hbar\omega$, а также пренебрегается энергией акустического фонона по сравнению с энергией электрона.

Так как $s_z L \lesssim 1$, то в промежуточных „оптических" переходах наиболее вероятны переходы между ближайшими (по номеру) поперечными подзонами (см. [3]). Для простоты сначала мы исследуем предельный случай $s_z L \to 0$, тогда

$$\alpha = 4\frac{e^2}{\hbar c}\frac{f_{cv}}{N}\frac{C_1^2\, m_r'\, m_v}{\hbar^2\, C_s^2\, \rho m_0\, L^2}\sum_{m,\,n}(\delta_{mn}+2)\times \tag{9}$$

$$\times\,\theta\,(\hbar\omega - E_g' - \varepsilon_c'\, m^2 - \varepsilon_v n^2)\ \frac{E_g k_0 T\,(\hbar\omega - E_g' - \varepsilon_c'\, m^2 - \varepsilon_v\, n^2)}{\hbar\omega\,(E_g + \varepsilon_c\, n^2 + \varepsilon_v n^2 - \hbar\omega)^2}.$$

Пусть $\hbar\omega - E_g'$ настолько мала, что в сумме по m и n в (9) отличен от нуля только первый член с $m = n = 1$. Как видим, при этом у края имеем линейную зависимость α от $\hbar\omega - E_g'$ (точнее, эту зависимость можно считать линейной, пока $\hbar\omega \ll E_g + \varepsilon_c + \varepsilon_v$). Поглощение в этой области энергий соответствует переходам из первой поперечной подзоны валентной зоны в первую подзону зоны проводимости. При дальнейшем увеличении $\hbar\omega - E_g'$ из-за наличия θ-функции в (9) становятся возможными переходы между другими подзонами, например, при $\hbar\omega - E_g' > \varepsilon_c' + \varepsilon_v \cdot 2^2$ уже возможны переходы из второй подзоны валентной зоны. Итак, при постепенном увеличении $\hbar\omega - E_g'$ наклон кривой поглощения претерпевает скачки при энергиях, соответствующих началу переходов между энергетически более удаленными подзонами. Причем наличие множителя $\delta_{mn} + 2$ приводит к тому, что тангенсы углов, на которые меняется наклон, пропорциональны либо 2, либо 3, в зависимости от того, какие переходы вступают в силу, с $m \neq n$ или $m = n$. Качественно картина не меняется и при $s_z L \neq 0$. При этом опять получится линейная зависимость со скачками наклона в тех же точках, но углы скачков будут иными (ср. формулы (8) и (9)).

Как и следовало ожидать, при фиксированной энергии фотона также будем иметь осцилляционную зависимость α от L. Для расстояния $L_2 - L_1$ между первыми двумя максимумами функции $\alpha\,(L)$ получается формула

$$L_2^2 - L_1^2 \approx \frac{3\,\pi^2\,\hbar^2}{2m_v\,(\hbar\omega - E_g')}. \tag{10}$$

2. Коэффициент поглощения при непрямых переходах в случае оптических фононов

В случае оптических фононов будем считать, что двумерный минимум зоны проводимости и максимум валентной зоны расположены в точке $\vec{k}=0$. Наша задача—исследовать „хвост" поглощения в тонких пленках.

С помощью формул (1)—(5) и (7) для коэффициента поглощения получим (см. также [9])

$$\alpha=(2\pi)^4 Z^2\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^3 \frac{f_{cv}}{N}\exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{k_0 T}\right)\frac{2E_g}{\hbar\omega}\frac{c^2\hbar^5}{a^6\rho\omega_0 m_0}\times$$

$$\times\sum_{m,\,n}\frac{1}{(E_g+\varepsilon_c m^2+\varepsilon_v n^2-\hbar\omega)^2}\sum_{n'}\chi_{n'n}(s_z L)\, I_{nn'm}(\hbar\omega), \tag{11}$$

где

$$I_{nn'm}(\hbar\omega)=\begin{cases}\dfrac{m_c m_v}{2\pi^4\hbar^4}\cdot\dfrac{n'^2+m^2}{(n'^2-m^2)^2}\,B\cdot\theta(B), & n'\neq m, \qquad (12)\\[2ex] \dfrac{m_c m_v}{8\pi^3\hbar^3 L}\sqrt{2B}\,\theta(B)\displaystyle\int_0^1\frac{F\left(\frac{\pi}{2};\,\lambda(y)\right)}{\sqrt{m_c(1-y)}+\sqrt{m_v y}}\,dy, & n'=m, \qquad (13)\end{cases}$$

а $B\equiv\hbar\omega+\hbar\omega_0-E_g-\varepsilon_c m^2-\varepsilon_v n^2$; $F\left(\frac{\pi}{2};\,\lambda\right)$—полный эллиптический интеграл первого рода, где

$$\lambda=\sqrt{2}\;\left[m_c\; m_v\; y\,(1-y)\right]^{1/4}\cdot\left[\sqrt{m_c(1-y)}+\sqrt{m_v y}\,\right]^{-1}.$$

Интегрирование в формулах (11)—(13) было проведено при условии $q_{\parallel}L<1$, поэтому они справедливы при $B<\frac{\pi^2\hbar^2}{2m_l L^2}$. При таком ограничении на величину B формула (11) позволяет проследить за ходом кривой поглощения вблизи края, а также после скачков наклона кривой поглощения.

Как и в случае акустических фононов, сначала исследуем предельный случай $s_z L\to 0$:

$$\alpha=(2\pi)^4 Z^2\left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^3\frac{f_{cv}}{N}\exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{k_0 T}\right)\cdot\frac{2E_g}{\hbar\omega}\times$$

$$\times\frac{c^2\hbar^5}{a^6\rho\omega_0 m_0}\sum_{m,\,n}\frac{I_{nnm}(\hbar\omega)}{(E_g+\varepsilon_c m^2+\varepsilon_v n^2-\hbar\omega)^2}. \tag{14}$$

Из формул (12)—(14) следует, что скачки наклона функции $\alpha=\alpha(\hbar\omega-E_g+\hbar\omega_0)$ происходят в тех же точках, что и в случае акустических фононов. Поведение функции после таких точек определяет-

ся появляющимся из-за θ-функции новым членом в сумме $\sum_{m,n}$, который вблизи этих точек возрастает либо как корень (см. формулу (13)), либо как линейная функция (формула (12)) от $\hbar\omega - E_g + \hbar\omega_0$, в зависимости от того, какой переход в данной точке вступает в силу, с $m = n$ или $m \neq n$. Аналогично ведет себя функция $\alpha = \alpha(\hbar\omega - E_g + \hbar\omega_0)$ и при $s_z L \neq 0$ (формула (11)).

Заметим, что до сих пор мы не учитывали экранирования в матричных элементах взаимодействия электрона с оптическим фононом. Учет экранирования привел бы к тому, что в знаменателях матричных элементов появилось бы дополнительное слагаемое $(\lambda L)^2$. Так как параметр экранирования λ мал ($\lambda L \ll 1$), то его учет заметно повлиял бы только на результаты, полученные при $n' = m$, $q_\parallel L \ll 1$. Итак, при $B \ll \dfrac{\pi^2\hbar^2}{2\, m_l L^2}$ вместо формулы (13) будем иметь

$$I_{nn'm}(\hbar\omega) = \frac{m_c m_v}{2\pi^2\hbar^4} \frac{1}{(\lambda L)^2} B\theta(B). \tag{15}$$

В случае оптических фононов также имеем осцилляционную зависимость α от L. Для $L_2 - L_1$ имеем соотношение

$$L_2^2 - L_1^2 \approx \frac{3\pi^2\hbar^2}{2m_v(\hbar\omega - E_g + \hbar\omega_0)}. \tag{16}$$

Аналогично можно найти ΔL для следующих максимумов.

В заключение заметим, что примененное нами приближение эффективной массы, вообще говоря, пригодно для подзон с небольшими n ($n < 10$). Последнее обстоятельство необходимо иметь в виду при практическом использовании всех полученных формул, где идет суммирование по подзонам.

Ереванский государственный
университет

Поступила 27.III.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *Б. А. Тавгер, В. Я. Демиховский*, УФН, 96, 61 (1968).
2. *Н. С. Рытова*, ФТТ, 8, 2672 (1966).
3. *В. Г. Коган, В. З. Кресин*, ФТТ, 11, 3230 (1969).
4. *Э. М. Казарян, Р. Л. Энфиаджян*, ФТП, 5, 2002 (1971).
5. *J. Bardeen, F. Blatt, L. Hall*, Proceedings of Atlantic City Conference on Photoconductivity, New York, London, 1956, p. 146.
6. *W. P. Dumke*, Phys. Rev., 108, 1419 (1957).
7. Оптические свойства полупроводников, Сб. статей под ред. Р. Уиллардсона и А. Бира. Изд. Мир, стр. 166, 1970.
8. *В. Я. Демиховский, Б. А. Тавгер*, ФТТ, 6, 960 (1964).
9. *М. Д. Блох, В. А. Маргулис, Б. А. Тавгер*, ФТП, 5, 1335 (1971).

ՈՉ ՈՒՂԻՂ ԱՆՑՈՒՄՆԵՐ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԲԱՐԱԿ ՔՎԱՆՏԱՑՎԱԾ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ

Է. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Գ. Լ. ՄԱՅԻԼՅԱՆ, Ռ. Լ. ԷՆՖԻԱԶՅԱՆ

Աշխատանքում հետազոտված է կիսահաղորդչային բարակ թաղանթներում օպտիկական կլանման եզրը ոչ ուղիղ անցումների համար ձայնային և օպտիկական ֆոնոնների մասնակցությամբ։ Ցույց է տրված, որ էլեկտրոնների ընդլայնական շարժման քվանտացումը բերում է կլանման գործակցի ուժեղ փոփոխմանը։ Ձայնային ֆոնոնների դեպքում կլանման գործակցի համար ստացվել է գծային կախում ընկնող լույսի էներգիայից, ընդ որում կլանման կորի թեքությունը թռիչքաձև փոխվում է էներգետիկորեն ավելի հեռու գտնվող ընդլայնական մակարդակների միջև անցումներին համապատասխանող էներգիայի արժեքներում։ Օպտիկական ֆոնոնների դեպքում կախումը ավելի բարդ է՝ ստացվող կորի կախումը էներգիայից եզրի մոտ տրվում է քառակուսի արմատ օրենքով, այնուհետև վերևում նշված էներգիայի արժեքներում վերադրվում են գծային կամ քառակուսի արմատին համեմատական ֆունկցիաներ։ Էկրանացումը հաշվի առնելիս (օպտիկական ֆոնոնների համար) եզրի մոտ փոքր տիրույթում քառակուսի արմատ կախումը փոխվում է գծայինով։ Ստացված է թաղանթի հաստությունից կլանման գործակցի օսցիլյացիոն կախման պարբերությունը։

INDIRECT TRANSITIONS IN THIN QUANTIZED SEMICONDUCTOR FILMS

E. M. KAZARIAN, G. L. MAYILIAN, R. L. ENFIADZHIAN

The edge of the optical absorption by indirect interband transitions, due to acoustic and optical phonons, is investigated in thin semiconductor films. It is shown, that the quantization of the transverse motion of electrons in a film leads to the essential change of the absorption function. In the case of acoustic phonons the absorption near the edge is a linear function of incident light energy with jumps in the slope of absorption curve at energy values, at which transitions begin between energetically more remote transverse subbands.

The case of optical phonons is more complicated: at the beginning of the absorption one has the curve, which is proportional at the edge to the square root of light energy with following superimposition in abovementioned points of linear or square root function of the energy. If one takes into account the screening (for optical phonons), the square root function is replaced by linear function closely to the edge. The period of oscillations of the absorption as function of the film thickness is found as well.

Изв. АН Армянской ССР, Физика 7, 368—372 (1972)

МОРФОЛОГИЯ И КИНЕТИКА СФЕРОЛИТИЗАЦИИ ПОЛИ- ω-УНДЕКАНАМИДА ПРИ ИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ

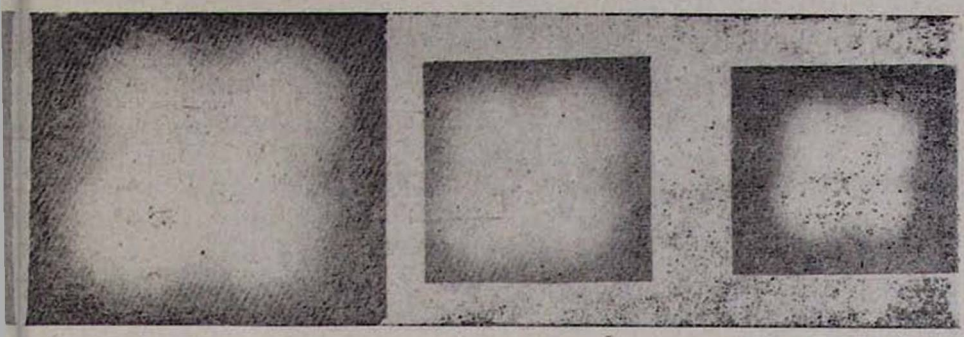
Х. Г. АЙВАЗЯН, А. Г. БОЯДЖЯН, В. Г. БАРАНОВ, С. Я. ФРЕНКЕЛЬ

Проведено изучение особенностей роста сферолитов при изотермической кристаллизации поли- ω-ундеканамида. Показано, что в определенной области температур кристаллизации (150—175°С) наблюдается образование „кольцевых" сферолитов, периодичность в которых возрастает с ростом температуры. Сопоставление общего размера сферолита и ширины кольца позволяет рассчитать в каждый данный момент среднее число колец, составляющих сферолит.

Интересной особенностью полиамидов является то обстоятельство, что при их кристаллизации в определенной области температур в них образуются „кольцевые" сферолиты [1]. Поли- ω-ундеканамид был выбран нами в связи с тем, что он имеет относительно низкую, удобную для работы температуру плавления, равную по нашим оценкам 195°С (температура стеклования равна 45°С [2]). Пленки толщиною 200 *мк* получались плавлением гранул коммерческого полимера фирмы AKZO, Голландия ($M_n = 15$ тысяч, $M_w = 28$ тысяч) на лабораторном прессе при $T_2 = 200°C$ и последующим охлаждением их в воде при $T = 0°$. Все исследования проводились на приборе, описанном в работе [3]. Кристаллизация полимера проходила лишь тогда, когда полимер предварительно прогревался до температуры выше 195°С, в противном случае полимер сколь угодно долго оставался оптически бесструктурным.

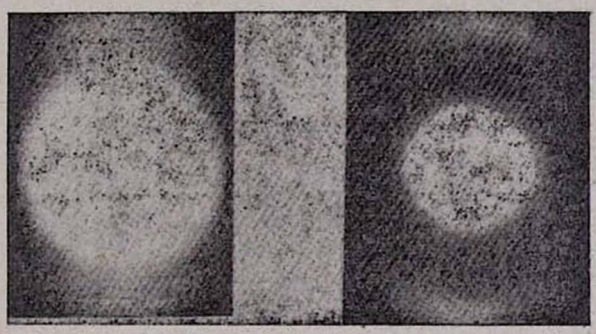
На рис. 1 приведены наиболее характерные изменения H_v- и V_v-картин рассеяния при кристаллизации поли-ω-ундеканамида при двух температурах: 80° (рис. 1а) и 165°С (рис. 1б и в). Кристаллизация при 80°С, как следует из рис. 1а, приводит к обычному для сферолитного роста изменению картин рассеяния, по которым может быть легко рассчитана зависимость $\overline{R}$ от t и определена скорость роста сферолитов при данной температуре. Проведение кристаллизации в области температур от 150 до 175°С изменяет картины рассеяния света так, как это показано на рис. 1б и в. На начальных стадиях кристаллизации изменение H_v-картин рассеяния такое же, как и при обычной кристаллизации, но начиная с некоторого момента времени на картине рассеяния появляются и становятся со временем резче и уже рефлексы, характерные для „кольцевых" сферолитов. Положения рефлексов на V_v- и на H_v-картинах рассеяния в направлении θ одинаковы, что согласуется с рассмотрением, проведенным в работе [4], и связаны с расстоянием ρ между кольцами следующим соотношением:

$$\rho = \frac{\lambda'}{2 \sin \theta_m / 2}.$$



а

б



в

Рис. 1. Изменение картин рассеяния света при кристаллизации поли- ω-ундеканамида. H_v -поляризация — $T_{кр} = 80°$ (а) и $T_{кр} = 165°C$ (б) и V_v -поляризация — $T_{кр} = 165°C$ (в).

Отметим, что азимутальное положение рефлексов от кольцевой периодичности в случае поли- ω-ундеканамида иное, чем для образцов полиэтилентерефталата (см. рис. 1б и рис. 3б из работы [3]). При кристаллизации полиэтилентерефталата [3] наблюдался переход от аномальных картин рассеяния к дифрактограммам, соответствующим рас-

сеянию на „кольцевых“ сферолитах, и азимутальная ориентация пер вых рефлексов была $\pm n\pi/4$, где n — нечетное, а вторых („кольцевых“) — $\pm n\pi/2$, где n — 1, 2, 3 $\cdots$, т. е. вторые рефлексы были повернуты относительно первых на 45°. Для поли- ω-ундеканамида азимутальная ориентация рефлексов и первого и второго типа совпадает и составляет $\pm n\pi/4$, где n-нечетное. Для объяснения картин рассеяния такого типа можно предложить схему ориентации эллипсоидов поляризуемостей в отдельных „кольцах“ сферолита, согласно которой наибольшая поляризуемость изменяется при переходе от „кольца“ к „кольцу“ от радиальной к тангенциальной (см. схему на рис. 2) и т. д.

Внутренние рефлексы „сферолитного“ типа в процессе кристаллизации продолжают изменяться как при обычном росте сферолитов и после появления рефлексов „кольцевого“ типа, а по ходу этого изменения можно, как и для обычных сферолитов, определять $\overline{R}$ в различные моменты времени t и строить зависимости $\overline{R}$ от t. Эти зави

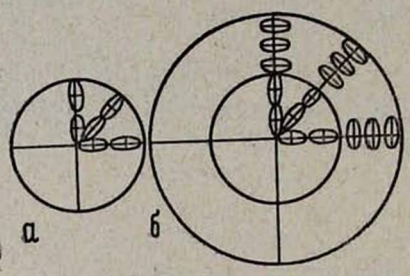


Рис. 2.

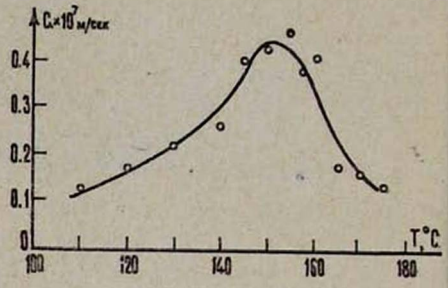


Рис. 3.

Рис. 2. Оптические схемы расположения эллипсоидов поляризуемостей обычного (а) и кольцевого (б) сферолитов.
Рис. 3. Зависимость G от $T_{кр}$.

симости имели для всех изученных температур обычный вид [1, 3], из них можно было легко определить скорость роста сферолита при данной T. На рис. 3 приведена зависимость скорости роста сферолитов от температуры кристаллизации. Кривая $G - T$ имеет обычную для такого типа полимеров колоколообразную форму, и отношение температуры T', при которой скорость роста максимальна, к T составляет $\sim 0{,}9$, что согласуется с данными для других полимерных систем [5].

Определение расстояний между кольцами дает возможность построить температурную зависимость ρ, которая приведена на рис. Из рисунка следует, что ρ растет с увеличением температуры кристаллизации. Интересно сопоставить эту кривую с ходом изменения $\overline{R}_{min}$ (радиус, начиная с которого появляется регистрируемая картина рассеяния) и $\overline{R}_{max}$, которые также приведены на рис. 4. Видно, что именно в области появления „кольцевых“ сферолитов наблюдается

резкое увеличение как $\overline{R}_{min}$, так и $\overline{R}_{max}$, что означает значительное уменьшение числа растущих сферолитов. Сопоставление $\overline{R}_{max}$ с ρ при одной и той же температуре приводит к выводу о том, что с ростом

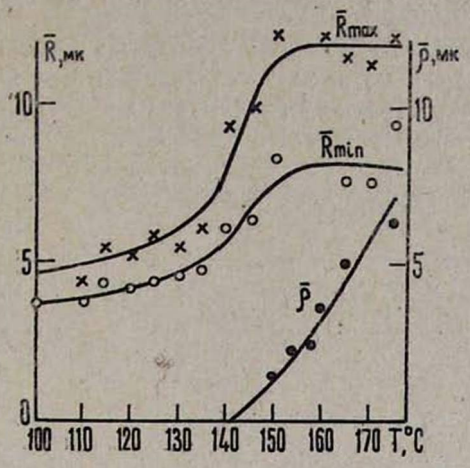


Рис. 4. Зависимости $\overline{R}_{min}$, $\overline{R}_{max}$ и ρ от $T_{кр}$.

температуры происходит постепенное уменьшение числа колец, которое при 150°C равно 10÷12, а при 175°C падает до 2.

Итак, изучение процессов изотермической кристаллизации показывает, что при определенных температурах в этой системе развиваются „кольцевые" сферолиты. „Кольца" отличаются друг от друга знаком двулучепреломления (см. схему на рис. 2), их величина растет, а число падает с увеличением температуры кристаллизации. При этом сами сферолиты развиваются по общим для полимеров законам и кривая $G - T$ во всей изученной нами температурной области имеет обычную колоколообразную форму. Обнаруженные закономерности позволяют получать хорошо охарактеризованные образцы, содержащие либо обычные, либо „кольцевые" сферолиты различных размеров и строения.

Поступила 20.V.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. H. Magill*, Polymer, 6, 367 (1965).
2. *J. F. Pjed*, Ann. Chim., 5, 469 (1960).
3. *Х. Г. Айвазян, А. Г. Бояджян, В. Г. Баранов, С. Я. Френкель*, Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 492 (1971).
4. *J. J. van Aartsen, R. S. Stein*, J. Polymer Sci., B5, 901 (1967).
5. *Л. Манделькерн*, Кристаллизация полимеров. М.—Л., Химия, 1966.

ՊՈԼԻ-ω-ՈՒՆԴԵԿԱՆԱՄԻԴԻ ՄՈՐՖՈԼՈԳԻԱՆ ԵՎ ՍՖԵՐՈԼԻՏԻԶԱՑՄԱՆ ԿԻՆԵՏԻԿԱՆ ԻԶՈԹԵՐՄԻԿ ԲՅՈՒՐԵՂԱՑՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Խ. Գ. ԱՅՎԱԶՅԱՆ, Հ. Գ. ԲՈՅԱԶՅԱՆ, Վ. Գ. ԲԱՐԱՆՈՎ, Ս. ՅԱ. ՖՐԵՆԿԵԼ

Կատարված է պոլի-ω-ունդեկանամիդի սֆերոլիտների աճման առանձնահատկությունների ուսումնասիրությունը իզոթերմիկ բյուրեղացման ժամանակ։ Ցույց է տրված, որ բյուրեղացման ջերմաստիճանի որոշակի միջակայքում (150°—175° C) նկատվում է օղակային սֆերոլիտների առաջացում, որոնցում պարբերությունը աճում է ջերմաստիճանի աճին համապատասխան։ Սֆերոլիտի ընդհանուր չափսի բաղդատումը օղակի լայնքի հետ թույլ է տալիս ժամանակի տվյալ մոմենտում հաշվել սֆերոլիտը կազմող օղակների միջին թիվը։

MORPHOLOGY AND SPHERULITIZATION KINETICS IN ISOTHERMAL CRYSTALLIZATION OF POLY-ω-UNDECANEAMIDE

Kh. G. AIVAZIAN, I. G. BOYADJIAN, V. G. BARANOV, 'S. Ya. FRENKEL

Some pecularities of spherulitic growth during isothermal crystallization of poly-ω-undecaneamide have been studied. A definite crystallization temperature range (150—175°C) favourable for the development of ringed spherulites could be distinguished. The periodicity of the latter was found to increase with temperature. By proper comparison of overall spherulite dimensions with the width of a ring, an average number of rings comprising the spherulite may be obtained for any arbitrary moment of detection.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 7, 373—376 (1972)

ИЗМЕРЕНИЕ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕНН НА ОСНОВЕ МАШИННОГО ВОССТАНОВЛЕНИЯ РАДИОГОЛОГРАММ ПОЛЯ В ИХ РАСКРЫВЕ

А. А. АРУТЮНЯН, Дж. С. АРУТЮНЯН, П. М. ГЕРУНИ,
Л. А. ТАТЕВОСЯН, Б. Е. ХАЙКИН, В. С. ХИТРОВА

Рассмотрен метод измерения диаграмм направленности антенн СВЧ по радиоголограмме поля в раскрыве с применением алгоритма быстрого преобразования Фурье. Приведены результаты эксперимента.

Измерения характеристик поля излучения остронаправленных антенн традиционными методами в дальней зоне встречают ряд затруднений. С неуклонным ростом размеров современных антенн, используемых в радиоастрономии и космической связи, эти измерения требуют разработки качественно новых методов.

Весьма перспективным в свете сказанного является метод измерения параметров антенн по полю в их раскрыве [1,2]. Суть этого метода заключается в дискретном измерении радиоголограммы поля непосредственно в раскрыве антенны, переводе ее на фотопленку и моделировании объемной диаграммы направленности (ДН) в когерентной оптической системе с применением линз для преобразования Фурье.

В настоящей работе рассматривается вопрос о замене оптического моделирования машинным с применением алгоритма быстрого преобразования Фурье.

В каждой точке радиоголограммы регистрируется сумма сигналов от антенны (A_1) и опорного (A_2), т. е.

$$P(x, y)=|A_1(x, y)|^2+|A_2(x, y)|^2+A_1(x, y)\,A_2^*(x, y)+A_1^*(x,y)\,A_2(x, y). \tag{1}$$

Для получения картины поля излучения эта величина должна быть подвергнута преобразованию Фурье

$$S(\omega_x, \omega_y) = \frac{1}{2\pi}\iint P(x, y)\exp\left[-2\pi j(\omega_x x+\omega_y y)\right] dxdy. \tag{2}$$

Такое преобразование потребовало бы выполнения на ЭВМ очень большого числа операций (N^4). Применение же алгоритма быстрого преобразования Фурье (БПФ) [3] требует для двумерной матрицы выполнения $4N^2\log_2 N$ операций. Это означает, что уже при $N=256$ число операций ЭВМ сокращается в 2000 раз.

При моделировании полей с помощью БПФ угловые соотношения моделирования ДН выглядят следующим образом: угол в меридианальной плоскости есть

$$\theta = \arcsin\left(\lambda\sqrt{\left(\frac{n}{N\tau_n}\right)^2+\left(\frac{m}{M\tau_m}\right)^2}\right), \qquad (3)$$

а угол в экваториальной плоскости—

$$\varphi = \operatorname{arc\,tg}\frac{mN\tau_n}{nM\tau_m}, \qquad (4)$$

где m, n—координаты элемента матрицы в радиоголограмме, $M\times N$—число элементов в матрице, τ_m, τ_n — шаг дискрета радиоголограммы, $M\tau_m$, $N\tau_n$ — размеры радиоголограммы, λ — длина радиоволны.

Эксперимент был поставлен на антенне диаметром зеркала в 500 *мм*, работающей на миллиметровых волнах. Обычным способом (в дальней зоне) с большой тщательностью была измерена ДН в *E*-и *H*-плоскостях. На рис. 1 представлена в логарифмическом масштабе ДН в плоскости *H* (сплошная кривая). Затем была измерена радиоголограмма поля в раскрыве антенны (на расстоянии одного диаметра), содержащая 10^4 точек. Плоскость радиоголограммы составляла определенный угол с плоскостью раскрыва с целью имитации наклонного фронта опорной волны, которая вводилась в измерительный тракт в виде сигнала с постоянной фазой. Измерительный зонд сканировал в плоскости радиоголограммы по площади, вдвое превышающей площадь раскрыва. По результатам измерений был состав-

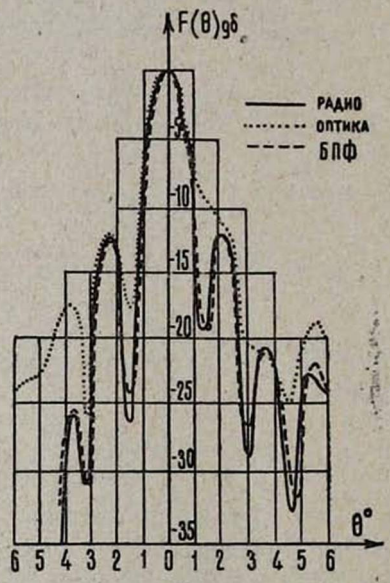


Рис. 1.

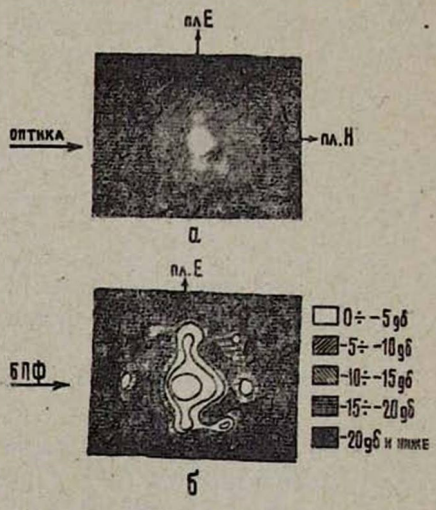


Рис. 2.

лен фототранспорант, содержащий 10^3 точек. Фото поперечного сечения ДН, восстановленной в когерентной оптической схеме, представлено на рис. 2а. Результат фотометрирования этого изображения в плоскости *H* показан на рис. 1 (кривая из точек).

Для осуществления машинного восстановления ДН из радиоголограммы была выбрана матрица из 64×64 элементов. БПФ было про-

изведено на ЭВМ „Раздан—3". Поперечное сечение пространственной ДН приведено на рис. 2б (линии равных уровней проведены через 5 *дб*). Для более точного сравнения картина ДН в плоскости *H* приведена на рис. 1 (пунктирная линия). Полученная одновременно на машине фазовая ДН представлена на рис. 3.

Сравнение кривых рис. 1 показывает, что машинное восстановление картины поля имеет определенные преимущества перед оптиче-

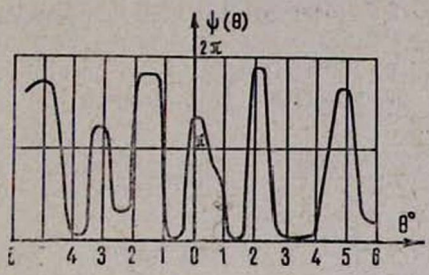


Рис. 3.

ским. Основное из них заключается в отсутствии неизбежного в оптике рассеянного света (шумов), создающего общий фон, ниже уровня которого невозможно определить картину распределения поля. При машинном моделировании имеется также возможность полностью исключить искажающее влияние опорного пучка, неоднородная вуаль от которого частично перекрывает изображение ДН в оптике. При применении ЭВМ упрощаются и технические процедуры ввода и вывода информации в преобразующую систему. Существенным преимуществом машинного метода является возможность параллельного получения фазовых ДН без дополнительных вычислений, а также расчета интегральных параметров антенны (КНД, коэффициент рассеяния и т. п.).

Некоторое расхождение результатов машинного восстановления с измерениями непосредственно в радиодиапазоне объясняется сравнительно небольшим числом элементов, взятых для матрицы преобразования в описанном первом опыте.

Представленный метод машинного восстановления радиоголограмм очень перспективен для антенных измерений, в особенности с учетом того обстоятельства, что он может выполняться в реальном масштабе времени, в процессе регистрации радиоголограммы. Общность метода распространяется на измерение полей акустических, гидроакустических и других излучателей, а также на задачи получения и распознавания образов различных объектов в различных участках спектров электромагнитных, механических и других колебаний.

Поступила 20.V.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *П. М. Геруни, Дж. С. Арутюнян*, ИТ, 2, 90 (1972).
2. *Л. Д. Бахрах, П. М. Геруни. А. П. Курочкин, Дж. С. Арутюнян*, Сборник Антенны, Изд. Связь, 14, 28 (1972).
3. *J. W. Cooley, J. W. Tukey*, Math. of Comput., 19, April (1965).

ԱՆՏԵՆԱՆԵՐԻ ՈՒՂՂՎԱԾՈՒԹՅԱՆ ԲՆՈՒԹԱԳԻՐԻ ՉԱՓՈՒՄԸ ՆՐԱ ԲԱՑՎԱԾՔԻ ԴԱՇՏԻ ՌԱԴԻՈՀՈԼՈԳՐԱՄՄԱՅԻ ՄԵՔԵՆԱՅԱԿԱՆ ՎԵՐԱԿԱՆԳՆՄԱՆ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ

Ա. Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ջ. Ս. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Պ. Մ. ՀԵՐՈՒՆԻ, Լ. Ա. ԹԱԴԵՎՈՍՅԱՆ, Բ. Ե. ԽԱՅԿԻՆ, Վ. Ս. ԽԻՏՐՈՎԱ

Դիտարկված է գերբարձր հաճախականային անտենաների ուղղվածության բնութագիրը չափելու մեթոդ, հիմնված անտենայի բացվածքում գաշտի ռադիոհոլոգրամմայի մեքենայական մշակման վրա՝ օգտագործելով Ֆուրյեի արագ ձևափոխության ալգորիթմը։ Բերված են մոդելացման անկյունային հարաբերակցությունները և փորձի արդյունքները։

THE MEASUREMENT OF ANTENNA FAR FIELD PATTERN BY MACHINE RECONSTRUCTION OF THE MICROWAVE HOLOGRAMM IN APERTURE

A. A. HARUTUNIAN, J. S. HARUTUNIAN, P. M. HERUNI, L. A. TATEVOSIAN, B. E. KHAIKIN, V. S. KHITROVA

The method of measuring microwave antenna far field pattern using computer processing by Fast Fourier Transform algorithm of the microwave hologramm in aperture has been discussed. Angular relations and experimental results are presented.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 7, 377—379 (1972)

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

РЕНТГЕНОВСКОЕ ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В РАЗЛИЧНЫХ СРЕДАХ

К. А. ИСПИРЯН, С. А. КАНКАНЯН, А. Г. ОГАНЕСЯН, А. Г. ТАМАНЯН

В последнее время появились конкретные проекты детекторов частиц высоких энергий на основе рентгеновского переходного излучения [1, 2, 3]. В связи с этим представляет интерес исследование излучательной способности радиаторов из различных веществ. Выбор материала радиатора должен производиться с учетом следующего. С одной стороны, вещество радиатора должно обладать по возможности большим значением Z, т. е. большим значением плазменной частоты $\sqrt{\sigma}\left(\sigma=\frac{4\pi Ne^2}{m_e}\right.$, где N — число электронов в 1 *см*³, e и m_e — заряд и масса электрона$\left.\right)$, благодаря чему увеличивается вероятность излучения с одной границы раздела. С другой стороны, для уменьшения вероятности поглощения излученных квантов в самом радиаторе желательно использовать вещество с возможно малым значением Z. Однако учитывая, что число квантов переходного излучения резко падает с увеличением частоты квантов ω, при выборе материала радиатора важнее выполнение второго условия.

Исходя из этих соображений нами было исследовано спектральное распределение переходного излучения электронов с энергиями 2,4—3,5 *Гэв* в радиаторе, представляющем собой гидрид лития (LiH). Для сопоставления проводились измерения также со слоистой средой из майлара и с пенопластом. Отметим, что исследования излучательной способности майларовой слоистой среды и пенопласта были проведены и в других работах [3, 4].

Измерения проводились на Ереванском электронном синхротроне АРУС. Электроны с энергией 2,4—3,5 *Гэв*, полученные в результате двойного конвертирования, пройдя через радиатор далее отклонялись очищающим магнитом и регистрировались сцинтилляционным телескопом. Излучение, возникающее в радиаторе, регистрировалось сцинтилляционным счетчиком NaI(Tl), расположенным за очищающим магнитом на расстоянии 6 *м* от радиатора. Кристалл NaI с диаметром 2,8 *см* и толщиной 1,5 *см* был помещен в алюминиевый контейнер с тонким майларовым окном для уменьшения потерь. Для уменьшения уровня фона и поглощения регистрируемых квантов использовались гелиевые мешки. Спектральное распределение излучения в интервале энергий квантов $\sim 5 \div 70$ *Кэв* исследовалось посредством 512-канального амплитудного анализатора, калибровка которого производилась изотопами Sn^{119m} и Cs^{137}. Для исключения вклада тормозного излуче-

ния и фона измерения проводились попеременно с исследуемыми радиаторами с эквивалентной сплошной средой, причем смена радиаторов производилась дистанционно без выключения электронного пучка.

Радиатор из LiH представлял собой порошок со средним размером зерен 1,5—2 *мм*, заключенный в контейнер с майларовыми окнами общей длиной 38 *см*. Плотность порошка составляла $\sim 0{,}25$ *г/см*^{3}, а $Z_{эф} = 2{,}7$. Майларовая слоистая среда представляла собой набор пластин толщиной 10^{-3} *см*, расположенных на расстоянии $2{,}8 \cdot 10^{-2}$ *см* друг от друга; а пенопласт, используемый в качестве третьего типа радиатора, имел плотность $\sim 0{,}04$ *г/см*^{3} и $Z \simeq 6$. Длина последних двух радиаторов также составляла 38 *см*.

На рис. 1 приведено спектральное распределение переходного излучения, приведенного к 1 *см* пути, в порошке LiH при трех различных значениях энергии электронов. Эти распределения получены в результате вычитания из суммарного зарегистрированного спектрального распределения спектров фонового и тормозного излучений. Резкое уменьшение числа излученных квантов при энергиях квантов $\hbar\omega \lesssim 10$ *Кэв* обусловлено поглощением их в самом радиаторе и в веществе на пути γ-квантов до кристалла NaI(Tl). Отметим, что в майларовой слоистой среде максимум излучения имеет место при $\hbar\omega \sim 16$ *Кэв*, а в пенопласте ~ 14 *Кэв*, т. е. выход малоэнергичных квантов из радиатора из LiH благодаря весьма малой вероятности их поглощения выше, чем в остальных радиаторах. Однако полное число квантов в интервале энергий 5—60 *Кэв* в радиаторе из LiH несколько ниже, чем в майларовой слоистой среде, и выше, чем в пенопласте, что видно из рис. 2. На этом рисунке показана зависимость полного числа квантов в различных радиаторах длиной 38 *см* в интервале энергий 5—60 *Кэв* от энергии электронов. Из рисунка следует, что во всех типах радиаторов имеется довольно сильная зависимость числа излученных квантов от энергии электронов.

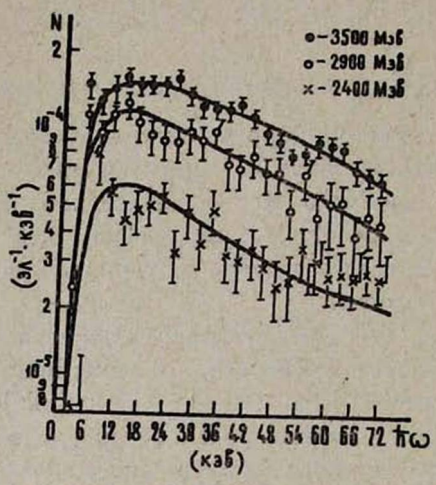


Рис. 1.

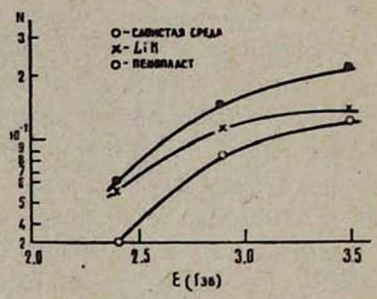


Рис. 2.

Рис. 1. Спектральное распределение переходного излучения в LiH.
Рис. 2. Энергетическая зависимость числа зарегистрированных квантов переходного излучения в различных радиаторах.

Как показано сопоставление полученных нами данных с результатами работы [3], при возможности регистрации квантов с энергией 2—10 *Кэв* с эффективностью, близкой к 100%, число зарегистрированных квантов в случае LiH будет значительно выше, чем в случае радиатора из майлара или пенопласта. При этом изготовление радиатора требуемых размеров не представляет никакой трудности.

В заключение авторы выражают благодарность С. П. Казаряну и М. С. Кочаряну за большую помощь при измерениях и обработке результатов.

Ереванский физический институт

Поступила 13.IV.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *A. I. Alikhanian, K. A. Ispirian, A. G. Oganessian, A. G. Tamanian*, Nucl. Instr and Meth., 89, 9, 147 (1970).
2. *R. W. Ellsworth, J. Macfall, P. K. Meckeown, G. B. Yodh*, Preprint MdDP—TR—70—019.
3. *L. C. L. Yuan*, 12th Int. Conf. Cosmic Rays, Hobart, 1971.
4. *К. А. Авакян, А. И. Алиханян, Г. М. Гарибян, М. П. Лорикян, К. К. Шихляров*, Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 4 (1970).

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ՏԱՐԲԵՐ ՆՅՈՒԹԵՐՈՒՄ

Կ. Ա. ԻՍՊԻՐՅԱՆ, Ս. Ա. ՔԱՆՔԱՆՅԱՆ, Ա. Հ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ Ա. Գ. ԹԱՄԱՆՅԱՆ

Ուսումնասիրված է 2,4 ÷ 3,5 ԳէՎ էներգիա ունեցող էլեկտրոնների անցումային ճառագայթման սպեկտրալ բաշխումը LiH-*ում, մայլարի շերտերի և փրփրապլաստի միջավայրում։*

Ցույց է տրված, որ LiH-*ի միջավայրում ճառագայթման ելքը քվանտների էներգիայի* $\hbar\omega \approx 5 \div 10$ *կէՎ տիրույթում ավելի բարձր է, քան նշված միջավայրերում։*

X-RAY TRANSITION RADIATION IN VARIOUS MATERIALS

K. A. ISPIRIAN, S. A. KANKANIAN, A. H. OGANESSIAN, A. G. TAMANIAN

The spectral distribution of the transition radiation of 2,4÷3,5 *GeV* electrons in the radiators of LiH, laminar medium of mylar foils and styrofoam is investigated. It is shown that in the photon energy region $\hbar\omega \sim 5 \div 10$ *KeV* the transition radiation yield from LiH radiator is higher than in other radiators under investigation.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 7, 380—382 (1972)

ДИСЛОКАЦИОННАЯ СТРУКТУРА ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МЕДИ ПРИ УСТАЛОСТИ

С. А. ПЕТРУШИНИНА, Ю. С. ТЕРМИНАСОВ

Исследовалось распределение дислокации на поверхности образцов поликристаллической меди, подвергнутой циклическим нагрузкам при асимметричном цикле.

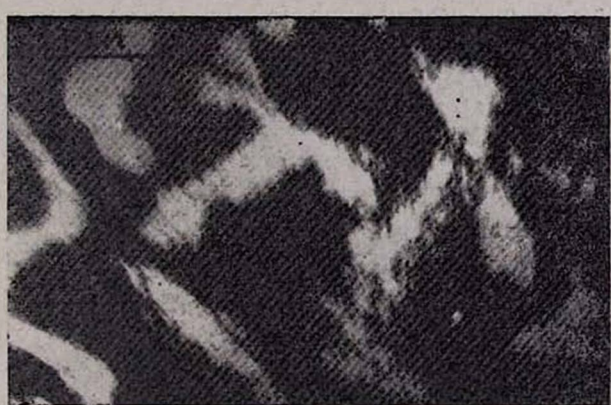
а

б

На рисунках представлены микрофотографии с поверхности поликристаллических медных образцов, испытанных на усталость в те-

в

г



д

Рис. 1. а) 0,02% долговечности, б) 2% долговечности, в) 5% долговечности, г) 2% долговечности, д) 5% долговечности.

чение различного времени. Наиболее характерным для всех стадий испытаний было наличие „ковров", состоящих из дислокационных скоплений самых причудливых форм. „Ковры" устилали сплошь все зерна, причем при переходе через границу зерна „узор" изменялся незначительно.

Можно выделить два типа характерных „узоров":

1) длинные, вытянутые вдоль некоторого направления дислокационные скопления (рис. а, б, в);

2) более или менее равноосные „сгустки" дислокаций, равномерно распределенные по поверхности (рис. г, д).

Подобные результаты были получены в [1, 2]. Лауфер наблюдал [3] подобные распределения на монокристаллах меди, причем распределение первого типа автор связывает с устойчивыми полосами скольжения, а второго типа — с матричными областями.

Довольно крупные скопления возникают уже на самых ранних стадиях усталости (рис. а), когда структура внутренних областей матрицы лишь незначительно отличается от исходной. Плотность дислокаций в поверхносном слое после установления нагрузки была повышенной на всех стадиях. Таким образом, экспериментальные данные свидетельствуют о преимущественном развитии усталостных процессов в поверхностных зонах образца. Дислокационная структура поверхностных слоев быстро развивается на самых ранних стадиях усталостного испытания, затем характер ее распределения не изменяется вплоть до поздних стадий.

Поступила 2.VIII.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *P. Lukaš, M. Klesnil, J. Kreci, P. Ryš*, Phys. stat. sol., 15 (1966).
2. *P. Gukaš, M. Klesnil, J. Kreci*, Phys. stat. sol., 12 (1968).
3. *E. Laufer*, Czechosl. Journal of Physics, 19 (1969).

ԲԱԶՄԱԲՅՈՒՐԵՂԱՅԻՆ ՊՂՆՁԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԱՅԻՆ ՇԵՐՏԵՐՈՒՄ ԴԻՍԼՈԿԱՑԻՈՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ՆՇԱՆԱՓՈԽ ԴԵՖՈՐՄԱՑԻԱՅԻ ՊՐՈՑԵՍՈՒՄ

Ս. Ա. ՊԵՏՐՈՒՇԻՆԻՆԱ, ՅՈՒ. Ս. ՏԵՐՄԻՆԱՍՈՎ

Հոդվածում բերված է բազմաբյուրեղային պղնձյա նմուշների արտաքին շերտերի փորձնական ուսումնասիրությունների արդյունքը։

Էլեկտրոնամիկրոսկոպիկ ուսումնասիրությունները ցույց են տալիս, որ ուսումնասիրվող նմուշներում դիսլոկացիաների մակերևույթային բաշխումը զգալի տարբերվում է նմուշի ներսում դիսլոկացիաների բաշխման որակից։

DISTRIBUTIVE STRUCTURE OF POLYCRYSTAL SURFACE LAYERS OF COPPER UNDER THE FATIGUE

S. A. PETROOSHININA, U. S. TERMINASOV

The data of an experimental study of the distributive system in polycrystal copper layers of samples, strengthened at the cycloloading are presented.

The surface structure is shown to develop significantly quicker than the inner distributive one.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 7, 383—385 (1972)

ШИРИНА ЛИНИЙ ФМР И ЭПР ФЕРРИТОВ—ГРАНАТОВ СИСТЕМЫ $Gd_{3-x}\ Ca_x\ Fe_{5-x}\ Sn_x\ O_{12}$

С. А. МНАЦАКАНЯН

В настоящей работе проведено исследование температурной зависимости ширины линий ферромагнитного (ФМР) и парамагнитного (ЭПР) резонансов поликристаллических образцов ферритов-гранатов системы $Gd_{3-x}\ Ca_x\ Fe_{5-x}\ Sn_x\ O_{12}$ (где $x=0$, 0,1, 0,5, 0,7 и 0,9) в интервале температур от комнатной до ~500°С. Измерения проводились на серийном радиоспектрометре типа РЭ 1301 на полированных образцах сферической формы диаметром 0,4—0,6 *мм*.

Магнитные характеристики ферритов-гранатов этой системы были исследованы в работе [1]. С помощью эффекта Мёссбауэра были исследованы [2] эффективные магнитные поля на ядрах немагнитных ионов Sn^{4+}, замещающих при $0<x\leqslant 1{,}5$ ионы железа в октаэдрических узлах. Ионы Ca^{2+} вводились в решетку кристалла для сохранения электрической нейтральности образца. Исследования [2] показали, что введение немагнитного иона олова уменьшает обменную связь между ионами железа через ионы кислорода (что видно по уменьшению точки Кюри), но не приводит к разрыву этой связи.

Представляет интерес исследовать влияние разбавления магнитного кристалла немагнитными ионами на ширину резонансной линии (ΔH).

Ширина линии ФМР поликристаллов определяется как собственной шириной монокристалла, так и размагничивающим действием границ монокристалликов, хаотическим распределением осей легкого и трудного намагничения и, соответственно, разбросом значений резонансных полей отдельных монокристалликов, включениями, порами и т. п. Вблизи точки Кюри (θ) и выше, когда происходит резкое уменьшение магнитной кристаллографической анизотропии и когда не работает основной механизм уширения линии ФМР посредством передачи энергии однородной прецессии в решетку через вырожденные с однородной прецессией спиновые волны с $k\neq 0$ [3] (так как спонтанный магнитный момент образца резко падает), природа ширины линий монокристаллов и поликристаллов одинакова. При этом анизотропией g-фактора пренебрегаем. Исследования температурной зависимости ΔH различных моно- и поликристаллических образцов иттриевого и гадолиниевого ферритов-гранатов показали, что вблизи θ и выше данные для монокристаллов и поликристаллов в пределах ошибок измерения хорошо совпадают между собой.

На рисунке приведены графики температурной зависимости ΔH исследованных образцов. Вблизи θ, как и при исследовании других

ферритов [4], наблюдается резкий рост ΔH, который продолжается и в области температур выше θ. При температурах примерно на 100÷÷200°С превышающих θ зависимость ΔH от T выходит на плато и при дальнейшем увеличении T мало меняется.

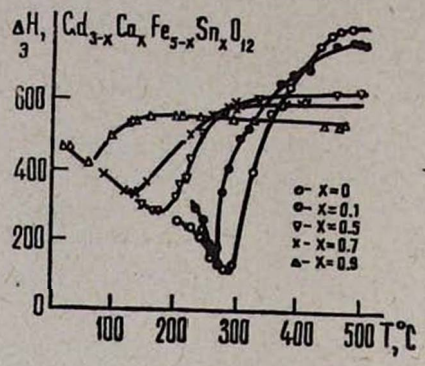


Рис. Температурная зависимость ΔH ферритов-гранатов системы $Gd_{3-x}\,Ca_x\,Fe_{5-x}\,Sn_x\,O_{12}$ вблизи точки Кюри.

Значения величины точки Кюри, высокотемпературной ширины линии ЭПР на плато ($\Delta H_{в.т.}$) и минимальной ширины линии ФМР вблизи θ (ΔH_{min}) приведены в таблице. Увеличение x означает возрастание количества немагнитных примесей в кристалле, на которых происходит рассеяние однородной прецессии в спиновые волны, что, в свою очередь, приводит к возрастанию ΔH_{min}. С увеличением x уменьшается точка Кюри и в соответствии с выводом работы [3] о том, что материалы с высокой точкой Кюри при прочих равных условиях должны иметь более узкую кривую, имеет место возрастание ΔH_{min}.

Таблица

x	θ°K из [2]	ΔH_{min}, э	$\Delta H_{в.т.}$ эксп., э	ΔH по ф-ле (4), э	θ°K по ф-ле (3)
0	560	116	830	830	560
0,1	538	137	780	800	540
0,5	453	260	640	660	450
0,7	412	329	600	600	400
0,9	332	412	554	530	360

Ширина линии ЭПР системы спинов с сильным обменным взаимодействием, к которым можно отнести ферриты-гранаты, определяется известной формулой [5]

$$\Delta H = \frac{10}{3}\frac{H_p^2}{H_e}, \qquad (1)$$

где H_p^2—второй момент линии поглощения, пропорциональный квадрату числа спинов в единице объема образца—n^2, H_e—обменное поле, определяющее точку Кюри вещества.

Исходя из того обстоятельства, что в нашем случае ионы Sn^{4+} замещают ионы железа, находящиеся в октаэдрических узлах, занятых двумя ионами железа из пяти входящих в формулу, имеем

$$n \sim (5-2x). \tag{2}$$

Точка Кюри исследованных образцов с хорошей точностью определяется из формулы Джилео [6] и после некоторых упрощений может быть представлена следующим образом:

$$\frac{\theta(x)}{\theta(0)} \sim (1-0{,}4\,x), \tag{3}$$

где $\theta(0)$—точка Кюри феррита-граната гадолиния ($x=0$). Из (1)—(3) имеем

$$\Delta H \sim \frac{(5-2x)^2}{1-0{,}4\,x} \sim (1-0{,}4x). \tag{4}$$

Значения θ и ΔH, полученные из (3) и (4), приведены в таблице, из которой видно хорошее совпадение с экспериментально полученными результатами.

Институт физических исследований
АН АрмССР

Поступила 8.VIII.1972.

ЛИТЕРАТУРА

1. *И. С. Любутин*, ФТТ, 7, 1397 (1965).
2. *И. С. Любутин*, Автореферат кандидатской диссертации, М., 1965.
3. *A. M. Clogston, H. Suhl, L. R. Walker, P. W. Anderson*, Journal of Phys. Chem. Sol., 1, 129 (1956).
4. *С. А. Мнацаканян, А. О. Марикян*, ФТТ, 14, 1821 (1972).
5. *P. W. Anderson, P. R. Weiss*, Rev. Mod. Phys., 25, 269 (1953).
6. *К. П. Белов, М. А. Белянчикова, Р. З. Левитин, С. А. Никитин*, Редкоземельные ферро- и антиферромагнетики, М., 1965.

$Cd_{3-x}Ca_xFe_{5-x}Sn_xO_{12}$ ՖԵՐԻՏ-ԳՐԱՆԱՏՆԵՐԻ ՖՄՌ ԵՒ ԷՊՌ ԿՈՐԻ ԼԱՅՆՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ս. Ա. ՄՆԱՑԱԿԱՆՅԱՆ

Ուսումնասիրված է $Cd_{3-x}Ca_xFe_{5-x}Sn_xO_{12}$ *ֆերիտ-գրանատների ֆերոմագնիսական և պարամագնիսական ռեզոնանսների կորի լայնության կախումը ջերմաստիճանից Կյուրիի ջերմաստիճանի մոտակայքում։ Ստացված է էքսպերիմենտալ և հաշվարկված արդյունքների լավ համընկնում։*

FMR AND EPR LINEWIDTH IN $Gd_{3-x}Ca_xFe_{5-x}Sn_xO_{12}$ FERRIT-GARNETS

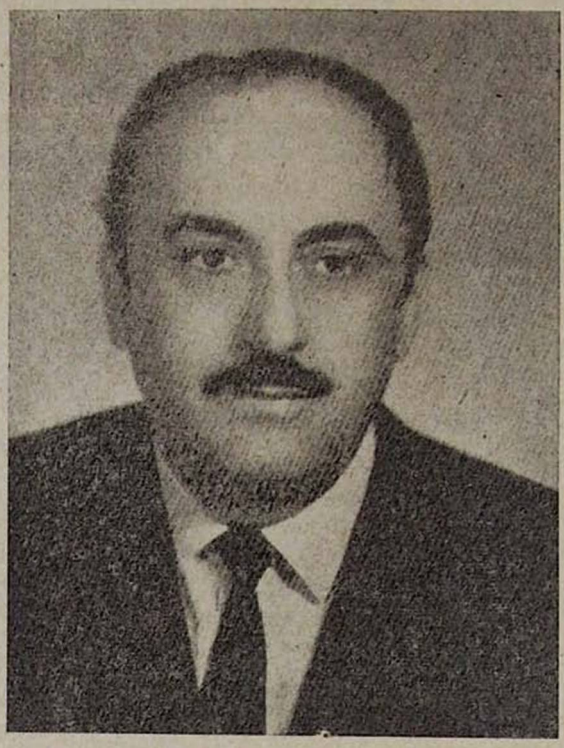
S. A. MNATSAKANIAN

The temperature dependence of the ferromagnetic and paramagnetic resonance linewidth in $Gd_{3-x}Ca_xFe_{5-x}Sn_xO_{12}$ ferrit-garnets near the Curie point is studied.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 7, 386—388 (1972)

ЭМИЛЬ ГАЙКОВИЧ МИРЗАБЕКЯН

(к пятидесятилетию со дня рождения)



12 декабря 1972 г. исполняется пятьдесят лет основателю и руководителю нового для Армении научного направления — радиофизики сверхвысоких частот, члену-корреспонденту АН АрмССР, директору Института радиофизики и электроники АН АрмССР Эмилю Гайковичу *Мирзабекяну*.

Эмиль Гайкович *Мирзабекян* родился в г. Ереване, в семье врачей. По окончании школы в восемнадцатилетнем возрасте он призывается в ряды Советской Армии. В качестве командира огневого взвода Гвардейского артиллерийского дивизиона, а затем командира батареи Гвардейского истребительного противотанкового артиллерийского полка *Э. Г. Мирзабекян* в составе Закавказского и II Украинского фронтов с 1942 по 1945 гг. участвует в боях под Курском, Воронежем, на Северном Кавказе, Украине, в Молдавии, Румынии и Венгрии. В феврале 1944 г. на фронте *Э. Г. Мирзабекян* вступает в ряды КПСС. За боевые заслуги *Э. Г. Мирзабекян* награждается орденами «Отечественной войны II степени», «Красной звезды» и медалями. В 1945 г. после демобилизации *Э. Г. Мирзабекян* поступает на физико-математический факультет Ере-

ванского государственного университета и, несмотря на существенно подорванное ранениями здоровье, успешно оканчивает учебу и начинает работать в Физическом институте АН АрмССР. В 1951 г. он поступает в аспирантуру и прикомандировывается к Физическому институту им. П. Н. Лебедева АН СССР, которую успешно оканчивает по специальности радиофизика сверхвысоких частот под руководством выдающегося советского ученого С. Э. Хайкина.

С 1955 г. *Э. Г. Мирзабекян* работает в Бюраканской астрофизической обсерватории, где организует первые в Армении научные исследования по разработке СВЧ радиофизических методов и их применению в радиоастрономии.

Учитывая все возрастающую роль радиофизики и электроники в развитии науки и промышленности, по инициативе Президента АН АрмССР академика В. А. Амбарцумяна в системе Академии в 1960 г. организуется Институт радиофизики и электроники, директором которого назначается *Э. Г. Мирзабекян.* Одновременно он продолжает научную деятельность, возглавляя отдел СВЧ радиофизики.

Основные научные интересы *Э. Г. Мирзабекяна* связаны с исследованием поляризационных свойств электромагнитного излучения и их применением в радиофизике. Им предложен принципиально новый метод модуляции СВЧ сигнала — метод поляризационной модуляции, который позволяет значительно повысить чувствительность приемника к поляризованной компоненте, выделять весьма слабые поляризованные сигналы при наличии сильного неполяризованного фона.

Созданный *Э. Г. Мирзабекяном* на основе этого метода поляризационный радиометр является первой установкой для измерения степени поляризации радиоизлучения с длиной волны 3,2 *см.* Чувствительность этого радиометра к поляризованной компоненте в 50 раз выше чувствительности подобных установок для других длин волн. При помощи этого радиометра были получены новые результаты относительно степени поляризации радиоизлучения Солнца в 3-х см. диапазоне, а также установлен факт наличия слабой частичной поляризации радиоизлучения спокойного Солнца.

Разработанный *Э. Г. Мирзабекяном* метод «диаграммной модуляции» позволяет определить с высокой точностью координаты космических источников радиоизлучения без увеличения геометрических размеров антенны.

Следующий цикл работ *Э. Г. Мирзабекяна* посвящен исследованиям и использованию поляризационных явлений в точной СВЧ фазометрии. Оригинальный метод точных измерений разностей фаз и их малых изменений в СВЧ диапазоне позволил значительно увеличить предельные точности измерений и создать новый класс поляризационных и поляризационно-интерференционных устройств для решения широкого круга задач в радиолокации, радионавигации и космической радиоэлектронике.

Под руководством *Э. Г. Мирзабекяна* Институт радиофизики и электроники АН АрмССР за сравнительно короткий срок вырос в крупное

научное учреждение, ведущее важные, актуальные и перспективные исследования в области радиофизики, радиоастрономических методов и аппаратуры, полупроводниковой электроники, фотоэлектроники, электронной автоматики, получившие широкую известность и признание за пределами республики.

Часть из этих работ входит в общую программу исследований космического пространства, которая ведется в Советском Союзе.

В своей повседневной научно-организационной деятельности *Э. Г. Мирзабекян* постоянно уделяет особое внимание вопросам внедрения результатов научных исследований в производство.

Правительство высоко оценило научную и научно-организационную деятельность *Э. Г. Мирзабекяна,* наградив его орденом «Октябрьской Революции».

Научная общественность республики знает *Э. Г. Мирзабекяна* как ученого, оказывающего повседневную поддержку молодым, растущим специалистам и уделяющего большое внимание делу воспитания научных кадров республики как в Институте, так и в стенах Ереванского государственного университета, где он ведет педагогическую деятельность.

Требовательный и к себе, и к другим, одновременно отзывчивый, принципиальный, порой несколько горячий, но всегда справедливый — таков Эмиль Гайкович в повседневной жизни. Свое пятидесятилетие он встречает полный сил, энергии и новых творческих планов.

Друзья, коллеги и ученики *Э. Г. Мирзабекяна* желают ему крепкого здоровья, новых творческих успехов и долгих лет плодотворной работы.

С. А. Амбарцумян, Г. М. Гарибян, Л. М. Мирзоян,
А. Ц. Аматуни, Р. М. Мартиросян

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Ռ. Հ. Ավագյան, Ա. Ա. Արմազանյան, Ս. Մ. Դարբինյան— *Կոհերենտ էլեկտրոն-պոզիտրոնային զույգերի առաջացումը և արգելակման ճառագայթումը կորունդի բյուրեղի վրա* 311
Ս. Ռ. Գևորգյան— *Լիցքավորված p-մեզոնների ֆոտոծնումը միջուկների վրա* . . 320
Հ. Ս. Մերգելյան— *Շերտավոր միջավայրում գլանաձև խոռոչի առանցքով շարժվող լիցքավորված մասնիկի դաշտը* 324
Հ. Ս. Մերգելյան— *Պարբերականորեն անհամասեռ դիէլեկտրիկի հարթ սահմանին զուգահեռ շարժվող կետային լիցքի ճառագայթումը* 329
Կ. Ն. Բեզիրգանյան, Ֆ. Հ. Էյրամջյան, Պ. Հ. Բեզիրգանյան—*Ռենտգենյան ճառագայթների բեկման ցուցիչի կախումը անկման ուղղությունից կլանող միջավայրում* . 340
Վ. Ս. Դենպրովսկի, Կ. Վ. Կարմենյան, Ի. Ի. Նուրմիենսկի— *Լույսի գերկարճ իմպուլսների ստիպողական երկու և երեք ֆոտոնային կոմբինացիոն ցրումը ջրի մեջ* . . 348
Հ. Ն. Երիցյան, Ռ. Ա. Մելիոնյան, Ա. Ա. Սահակյան, Ն. Ն. Գրիգորյան— *Սիլիցիումի և գերմանիումի միաբյուրեղներում 50 Մէվ էլեկտրոններով ճառագայթման ազդեցության տակ առաջացող ռադիացիոն դեֆեկտների ուսումնասիրությունը* . . 354
Է. Մ. Ղազարյան, Դ. Լ. Մայիլյան, Ռ. Լ. Էնֆիաջյան— *Ոչ ուղիղ անցումներ կիսահաղորդչային բարակ քվանտացված թաղանթներում* 361
Խ. Գ. Այվազյան, Հ. Գ. Բոյաջյան, Վ. Գ. Բարանով, Ս. Յա. Ֆրենկել— *Պոլի-ա-ունդեկանամիդի մորֆոլոգիան և սֆերոլիտիզացման կինետիկան իզոթերմիկ բյուրեղացման ժամանակ* 368
Ա. Ա. Հարությունյան, Ջ. Ս. Հարությունյան, Պ. Մ. Հերունի, Լ. Ա. Թադևոսյան, Բ. Ե. Խայկին, Վ. Ս. Խիտրովա— *Անտենների ուղղվածության բնութագրի չափումը նրա բացվածքի դաշտի ռադիոհոլոգրամմայի մեքենայական վերականգնման հիման վրա* 373

ՀԱՄԱՌՈՏ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ

Կ. Ա. Խպիրյան, Ս. Ա. Քանֆանյան, Ա. Հ. Հովհաննիսյան, Ա. Գ. Թամանյան— *Ռենտգենյան անցումային ճառագայթումը տարբեր նյութերում* 377
Ս. Ա. Պետրուշինինա, Յու. Ս. Տերմինասով— *Բազմաբյուրեղային պղնձի մակերևույթային շերտերում դիսլոկացիոն կառուցվածքի ուսումնասիրությունը նշանափոխ դեֆորմացիայի պրոցեսում* 380
Ս. Ա. Մնացականյան $Gd_{3+x}Ca_xFe_{5-x}Sn_xO_{12}$ *ֆերիտ-գրանատների ՖՄՌ և ԷՊՌ կորերի լայնությունը* 383
Է. Գ. *Միրզաբեկյանի ծննդյան հիսուն ամյակի առթիվ* 386

СОДЕРЖАНИЕ

Р. О. Авакян, А. А. Армаганян, С. М. Дарбинян. Когерентное образование электронно-позитронных пар и тормозное излучение на кристалле корунда . . 311
С. Р. Геворкян. Фоторождение заряженных ρ-мезонов на ядрах 320
О. С. Мергелян. Поле заряженной частицы, движущейся по оси канала в слоистой среде 324
О. С. Мергелян. Излучение точечного заряда при движении вдоль плоской границы диэлектрика с периодически меняющейся плотностью 329
К. Н. Безирганян, Ф. О. Эйрамджян, П. А. Безирганян. Зависимость коэффициента преломления рентгеновых лучей от направления падения в поглощающих средах 340
В. С. Днепровский, К. В. Карменян, И. И. Нурминский. Вынужденное двух- и трехфотонное комбинационное рассеяние сверхкоротких импульсов света в воде 348
Г. Н. Ерицян, Р. А. Мелконян, А. А. Саакян, Н. Е. Григорян, Э. О. Аязян. Исследование радиационных дефектов в монокристаллах кремния и германия при облучении электронами с энергией 50 Мэв 354
Э. М. Казарян, Г. Л. Маилян, Р. Л. Энфиаджян. Непрямые переходы в тонких квантованных полупроводниковых пленках 361
Х. Г. Айвазян, А. Г. Бояджян, В. Г. Баранов, С. Я. Френкель. Морфология и кинетика сферолитизации поли-ω-ундеканамида при изотермической кристаллизации 368
А. А. Арутюнян, Дж. С. Арутюнян, П. М. Геруни, Л. А. Татевосян, Б. Е. Хайкин, В. С. Хитрова. Измерение диаграмм направленности антенн на основе машинного восстановления радиоголограмм поля в их раскрыве . . . 373

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

К. А. Испирян, С. А. Канканян, А. Г. Оганесян, А. Г. Таманян. Рентгеновское переходное излучение в различных средах 377
С. А. Петрушинина, Ю. С. Терминасов. Дислокационная структура поверхностных слоев поликристаллической меди при усталости 380
С. А. Мнацаканян. Ширина линий ФМР и ЭПР ферритов-гранатов системы $Gd_{3-x}Ca_xFe_{5-x}Sn_xO_{12}$ 383
К пятидесятилетию со дня рождения Э. Г. Мирзабекяна 386

Технический редактор Л. А. АЗИЗБЕКЯН

ВФ 03842. Изд. 3845. Заказ 673. Тираж 575

Подписано к печати 29/XII 1972 г. Формат бумаги 70×108¹/₁₆.
Печ. л. 5,25 Бум. л. 2,62. Усл. печ. л. 7,17. Уч. изд. л. 5,68.

Типография Издательства АН Армянской ССР, Ереван, Барекамутян 24,