

ՀԱՄԱՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿ
ФИЗИКА

1981

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

ԽՄԲԱԿՐԱԿԱՆ ԿՈՆԿՐԻՍ

Ա. Յ. Ամատունի, Վ. Մ. Հաղուրդյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղաթիբյան (պատասխանատու խմբագիր), Ռ. Մ. Մաղաբեկյան, Ա. Ռ. Մկրտչյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Յու. Գ. Շանեազարյան (պատասխանատու քարտուղար), Է. Գ. Շաղոյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սահակյան, Հ. Հ. Վարդապետյան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

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

РЕШЕТОЧНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СЛАБОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ПРИСУТСТВИИ РЕЗОНАНСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. С. АМИРЯН, В. Г. ГРИГОРЯН, Э. М. КАЗАРЯН

Исследуется поглощение дополнительной электромагнитной волны фоновой подсистемой, находящейся в поле резонансного разностного лазерного излучения. Взаимодействие фононов с сильной электромагнитной волной учитывается в резонансном приближении и с помощью канонического преобразования задача решается точно. Особенностью новых квазичастиц является наличие щели в их спектре. На основе феноменологического учета действия термостата (через затухание и ланжевеновские случайные силы) найдены числа заполнения квазичастиц в стационарном случае. Взаимодействие новых фононов с зондирующей волной учитывается по теории возмущений. Показано, что коэффициент поглощения $\alpha(\omega_0)$ претерпевает существенные изменения в области частот $|\omega - \omega_0|$ порядка оптического матричного элемента.

В в е д е н и е

Создание мощных источников когерентного излучения в видимом и инфракрасном диапазонах поставило проблему всестороннего исследования взаимодействия такого излучения с веществом, причем особый интерес представляют условия, при которых лазерное излучение, не вызывая разрушения вещества и изменения его агрегатного состояния, существенно влияет на его свойства.

Теория взаимодействия резонансного лазерного света с электронной подсистемой развивалась в работах [1, 2]. В настоящей работе на основе методики, развитой в [1], исследуется поглощение слабого света с частотой ω_0 коротковолновыми фононами, находящимися в поле сильного резонансного разностного излучения с частотой $\omega \simeq \omega_0$, $\omega \simeq \omega_{k,2} - \omega_{k,1}$, где $\omega_{k,1}$ и $\omega_{k,2}$ — частоты фононов из ветвей 1 и 2 и с импульсом k (в случае суммарной резонансной частоты $\omega \simeq \omega_{k,1} + \omega_{k,2}$, $2\omega \simeq \omega_{k,1} + \omega_{k,2}$, $2\omega_{k,1(2)}$), как было показано в работах [3], возможна параметрическая генерация коротковолновых фононов). Для конкретности мы будем рассматривать полупроводники с симметрией типа алмаза, т. е. будем считать, что связь излучения с фононами осуществляется через электрический момент второго порядка [4], который является универсальным. В общем случае при наличии ионной связи существует еще другой механизм для взаимодействия света с фононами, связанный с моментом первого порядка и ангармонизмом (указанный механизм является доминирующим, например, в полупроводниках $A^{III}B^V$ [5], в то время как для кристаллов типа каменной соли доминирующей является связь через электрический момент второго

порядка [4]), однако учет последнего привел бы в конечном итоге только к перенормировке оптического матричного элемента.

В первой части настоящей работы исследуется влияние лазерного излучения на фононный спектр. С помощью канонического преобразования точно находятся собственные состояния гамильтониана фононов, находящегося в поле сильной монохроматической волны. Особенностью новых квазичастиц, представляющих собой смесь фононов из разных ветвей,

является наличие щели в их спектре.

Во второй части находятся числа заполнения для новых квазичастиц в стационарном случае. При этом действие термостата учитывается феноменологически — путем введения в уравнения движения для гейзенберговских операторов затухания и ланжевеновских дельта-коррелированных случайных сил.

И, наконец, в последней части показывается, что наличие щели существенно

образом изменяет коэффициент поглощения дополнительной электромагнитной волны, в частности, появляется область прозрачности, а также анизотропия в $\alpha(\omega_0)$ (кривая поглощения начинает существенно зависеть от угла между векторами поляризации сильного и слабого света) даже для сферически-симметричной фононной модели.

Очевидно, полученные результаты будут справедливы при выполнении условия сильного поля, когда частота переходов фононов под действием лазерного света больше затухания:

$$\lambda_{12} \gg \gamma_1, \gamma_2 \quad (1)$$

где λ_{12} — матричный элемент перехода между ветвями 1 и 2, γ_1 (γ_2) — коэффициент затухания фононов.

1. Диагонализация гамильтониана. Спектр новых квазичастиц

Рассмотрим фононную подсистему, находящуюся в поле сильной монохроматической электромагнитной волны с напряженностью

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t - \mathbf{g}r), \quad \mathbf{gE}_0 = 0. \quad (2)$$

Будем исходить из следующего гамильтониана нулевого приближения в соответствии со сделанным предположением о сильном взаимодействии фононов с лазерным светом ($\hbar = 1$):

$$\hat{H} = \sum_{\mathbf{k}} \left[\sum_{s=1,2} \omega_{\mathbf{k},s} a_{\mathbf{k},s}^+ a_{\mathbf{k},s} + \lambda_{12}^{\mathbf{k}} (a_{\mathbf{k},2}^+ a_{\mathbf{k},1} e^{-i\omega t} + a_{\mathbf{k},2} a_{\mathbf{k},1}^+ e^{i\omega t}) \right]. \quad (3)$$

В (3) оставлены только резонансные члены,

$$\lambda_{12}^{\mathbf{k}} = \frac{|\mathbf{H}_{12}^{\mathbf{k}} \mathbf{E}_0|}{2M(\omega_{\mathbf{k},1}\omega_{\mathbf{k},2})^{1/2}}, \quad (4)$$

M — масса ядра, H_{12}^k — матричный элемент, связывающий ветви 1 и 2 при данном значении k [4], $\alpha_{k,s}$ и $\alpha_{k,s}^+$ — соответственно операторы уничтожения и рождения фононов в резонирующих ветвях. Без ограничения общности примем $\lambda_{12}^k > 0$.

С целью исключения временной зависимости в гамильтониане (3) перейдем с помощью унитарного преобразования к новому представлению:

$$\tilde{H} = \hat{T}^+ \hat{H} \hat{T} - i \hat{T}^+ \frac{\partial}{\partial t} \hat{T}, \quad (5)$$

$$\hat{T} = \exp \left\{ \sum_k \left[-i \left(\omega_{k,1} + \frac{\Delta_k}{2} \right) t \alpha_{k,1}^+ \alpha_{k,1} - i \left(\omega_{k,2} - \frac{\Delta_k}{2} \right) t \alpha_{k,2}^+ \alpha_{k,2} \right] \right\}.$$

В новом представлении будем иметь

$$\tilde{H} = \sum_k \left[-\frac{\Delta_k}{2} (\alpha_{k,1}^+ \alpha_{k,1} - \alpha_{k,2}^+ \alpha_{k,2}) + \lambda_{12}^k (\alpha_{k,2}^+ \alpha_{k,1} + \alpha_{k,1}^+ \alpha_{k,2}) \right], \quad (6)$$

где $\Delta_k = \omega_{k,2} - \omega_{k,1} - \omega$.

С помощью канонического преобразования

$$\alpha_{k,1} = \alpha_{1k} \beta_{k,1} + \alpha_{2k} \beta_{k,2}, \quad \alpha_{k,2} = \alpha_{3k} \beta_{k,1} + \alpha_{4k} \beta_{k,2} \quad (7)$$

диагоналируем гамильтониан (6). Без ограничения общности можно положить $\alpha_{3k} = -\alpha_{2k}$, $\alpha_{1k} = \alpha_{4k}$. Кроме того, коэффициенты α_{1k} и α_{2k} должны удовлетворять дополнительным соотношениям

$$\lambda_{12}^k (\alpha_{1k}^2 - \alpha_{2k}^2) - \Delta_k \alpha_{1k} \alpha_{2k} = 0, \quad \alpha_{1k}^2 + \alpha_{2k}^2 = 1. \quad (8)$$

Второе условие в (8) необходимо для сохранения коммутационных соотношений для операторов β . Оно автоматически удовлетворяется, если $\alpha_{1k} = \cos \varphi_k$, $\alpha_{2k} = \sin \varphi_k$. Используя первое из соотношений (8), получаем

$$\alpha_{1k} = \left[\frac{1}{2} \left(1 + \frac{\Delta_k/2}{\sqrt{(\lambda_{12}^k)^2 + \left(\frac{\Delta_k}{2}\right)^2}} \right) \right]^{1/2}, \quad (9)$$

$$\alpha_{2k} = \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{\Delta_k/2}{\sqrt{(\lambda_{12}^k)^2 + \left(\frac{\Delta_k}{2}\right)^2}} \right) \right]^{1/2}.$$

В β -представлении гамильтониан (6) диагонален:

$$\tilde{H}^{\beta} = \sqrt{(\lambda_{12}^k)^2 + \left(\frac{\Delta_k}{2}\right)^2} (\beta_{k,2}^+ \beta_{k,2} - \beta_{k,1}^+ \beta_{k,1}). \quad (10)$$

Из вида (10) следует, что в спектре новых квазичастиц появляется щель величиной $2\lambda_{12}^{kp}$ ($\Delta_k = 0$), зависящая от угла между направлением H_{12}^k и направлением электрического поля в волне. Что касается условия сильного поля (1), то для $M \approx 10^{-22}$ г, $\omega_{k,1} \approx \omega_{k,2} \approx 10^{13}$ с⁻¹,

$|N_{12}^k| = 2,5 \cdot 10^{-2}$ ед СГСЭ* [6] и среднего времени жизни фононов в полупроводниках типа германия порядка $10^{-9} \div 10^{-10}$ с [7] для граничной амплитуды напряженности электрического поля получается значение $\approx 10^4 \div 10^5$ В/см, величина, которая достигается в современных квантовых генераторах.

2. Вычисление чисел заполнения

Вычислим числа заполнения для рассмотренных выше новых квазичастиц, учитывая тот факт, что энергии фононов, эффективно взаимодействующих со светом, лежат в узком энергетическом слое $\approx \lambda_{12}^k$ вблизи резонансной поверхности. В соответствии с этим можно считать, что все остальные фононы образуют термостат для вышеуказанной подсистемы. Следуя работе Ю. Швингера [8], взаимодействие интересующих нас фононов с термостатом будем описывать феноменологически — путем введения в уравнения движения для гейзенберговских операторов рождения и уничтожения фононов затухания и дельта-коррелированных случайных ланжевеновских сил (аналогичный подход использовался в [9], где была вычислена зависимость декремента затухания классической монохроматической волны от ее амплитуды в трехволновых процессах слияния и распада).

Соответствующие уравнения движения для операторов a_{1k} и a_{2k} в представлении (5) будут иметь следующий вид:

$$\frac{da_{1k}}{dt} = i \frac{\Delta_k}{2} a_{1k} - \gamma_{1k} a_{1k} - i \lambda_{12}^k a_{k,2} + f_{k,1} e^{i(\omega_{k,1} + \frac{\Delta_k}{2})t}, \quad (11)$$

$$\frac{da_{k,2}}{dt} = -i \frac{\Delta_k}{2} a_{k,2} - \gamma_{k,2} a_{k,2} - i \lambda_{12}^k a_{k,1} + f_{k,2} e^{i(\omega_{k,2} - \frac{\Delta_k}{2})t}.$$

Эту систему будем решать методом спектрального разложения:

$$a_{(12)}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} a_{(12)\omega} e^{-i\omega t} d\omega, \quad f_{(12)}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} f_{(12)\omega} e^{-i\omega t} d\omega. \quad (12)$$

Для удобства в дальнейшем (где это не будет приводить к недоразумениям) будем опускать фиксированный индекс k и введем обозначения: $\lambda_{12} \equiv \lambda$,

$$f_1 e^{i(\omega_1 + \frac{\Delta}{2})t} \equiv f'_1, \quad f_2 e^{i(\omega_2 - \frac{\Delta}{2})t} \equiv f'_2.$$

Из уравнений (11) с учетом разложений (12) легко получить

$$a_{(12)\omega} = \frac{-i \lambda f'_{2(1)\omega} + f'_{1(2)\omega} \left[\gamma_{2(1)} - i \left(\omega \mp \frac{\Delta}{2} \right) \right]}{\lambda^2 + \left[\gamma_1 - i \left(\omega + \frac{\Delta}{2} \right) \right] \left[\gamma_2 - i \left(\omega - \frac{\Delta}{2} \right) \right]}, \quad (13)$$

где нижний знак в числителе соответствует индексу в скобках.

* По мнению авторов [6] эта величина занижена.

Используя тот факт, что средние фурье-компонент случайных сил имеют вид

$$\langle f_{l\omega} f_{l'\omega'} \rangle = \frac{\gamma_l n_l^0}{\pi} \Delta (l - l') \delta(\omega - \omega') \quad (14)$$

(здесь индекс l нумерует одновременно номер ветви и волновой вектор, n_l^0 — равновесная функция распределения фононов), обратным интегрированием по ω , используя (13), можно определить следующие средние (интегрирование проводится с использованием теории вычетов):

$$\langle a_1^+ a_1 \rangle = \frac{n_1^0 \gamma_1 [\gamma_1^2 (\gamma_1 + \gamma_2)^2 + \Delta^2 \gamma_2 + \lambda^2 (\gamma_1 + \gamma_2)] + n_2^0 \lambda^2 \gamma_2 (\gamma_1 + \gamma_2)}{\gamma_1 \gamma_2 \left[\Delta^2 + (\gamma_1 + \gamma_2)^2 \left(1 + \frac{\lambda^2}{\gamma_1 \gamma_2} \right) \right]} \quad (15)$$

(выражение для $\langle a_2^+ a_2 \rangle$ получается заменой индексов 1 \leftrightarrow 2),

$$\langle a_1^+ a_2 \rangle = \frac{\lambda [\Delta + i (\gamma_1 + \gamma_2) (n_2^0 - n_1^0)]}{\left[\Delta^2 + (\gamma_1 + \gamma_2)^2 \left(1 + \frac{\lambda^2}{\gamma_1 \gamma_2} \right) \right]} \quad (16)$$

Используя связь операторов a с операторами β (формулы (7), (9)), легко получить средние значения чисел заполнения $N_1 = \langle \beta_1^+ \beta_1 \rangle$ и $N_2 = \langle \beta_2^+ \beta_2 \rangle$ для новых квазичастиц. Так как нас в дальнейшем будет интересовать разность $N_1 - N_2$, выпишем окончательное выражение для этой разности:

$$N_1 - N_2 = \frac{\Delta (n_1^0 - n_2^0) [(\gamma_1 + \gamma_2)^2 + 4 \Omega^2]}{2 \Omega \left[\Delta^2 + (\gamma_1 + \gamma_2)^2 \left(1 + \frac{\lambda^2}{\gamma_1 \gamma_2} \right) \right]}, \quad \Omega = \sqrt{\lambda^2 + \left(\frac{\Delta}{2} \right)^2} \quad (17)$$

3. Поглощение слабой волны

Одним из мощных методов изучения фононного спектра наряду с рамановским рассеянием и нейтронной спектроскопией является исследование решеточного поглощения света [10]. В связи с наличием щели в спектре квазичастиц (10) представляет определенный интерес рассмотрение задачи о поглощении дополнительной электромагнитной волны с частотой $\omega_0 \approx \omega$.

Коэффициент поглощения $\alpha(\omega_0)$ будем вычислять по формуле

$$\alpha(\omega_0) = \frac{n W}{c N} \quad (18)$$

где n — показатель преломления среды, c — скорость света, N — число фотонов слабого света в кристалле, W — вероятность переходов в единицу времени под действием возмущения

$$\begin{aligned} \dot{H}_{int} = & \sum_{\mathbf{k}} (\lambda_{12}^{\mathbf{k}})_0 [e^{i(\omega_0 - \omega) t} (\alpha_{1\mathbf{k}}^2 \beta_{\mathbf{k},1}^+ \beta_{\mathbf{k},2} - \alpha_{2\mathbf{k}}^2 \beta_{\mathbf{k},2}^+ \beta_{\mathbf{k},1}) + \\ & + e^{i(\omega - \omega_0) t} (\alpha_{1\mathbf{k}}^2 \beta_{-\mathbf{k},2}^+ \beta_{-\mathbf{k},1} - \alpha_{2\mathbf{k}}^2 \beta_{-\mathbf{k},1}^+ \beta_{-\mathbf{k},2})]. \end{aligned} \quad (19)$$

С учетом (19) для вероятности переходов W получаем следующее выражение:

$$W = 2\pi \sum_k |(\lambda_{12}^k)_0|^2 [\alpha_{1k}^4 (N_{1k} - N_{2k}) \delta(\omega_0 - \omega - 2\Omega_k) + \alpha_{2k}^4 (N_{2k} - N_{1k}) \delta(\omega_0 - \omega + 2\Omega_k)]. \quad (20)$$

Как и следовало ожидать, при $\lambda_{12}^k \rightarrow 0$ (20) переходит в известное выражение для вероятности переходов в отсутствие сильного поля.

Влияние сильной электромагнитной волны на решеточное поглощение слабого света можно выявить, ограничиваясь в дальнейших вычислениях сферически-симметричной фононной моделью. Качественная картина спектральной кривой поглощения, полученная для такой модели, в основном будет соответствовать действительности, так как реальная анизотропия в полупроводниках 4/4 все же мала, а при вычислении фононных спектров на основе оболочечной модели эффекты анизотропии полностью отсутствуют для поперечных фононов [10]. Таким образом, предположим, что $\omega_k = \omega_{|k|} = \omega_k$. Очевидно также, что матричный элемент H_{12}^k в такой модели направлен вдоль вектора k , т. е. $\lambda_{12}^k = \lambda_{12}^k \cos \theta$, где θ — угол между направлением вектора k и вектором поляризации сильного поля. В интересующей нас узкой энергетической области справедливы следующие разложения:

$$\Delta_k = \beta(k - k_p), (\lambda_{12}^k)_0 \simeq (\lambda_{12}^{k_p})_0 \equiv \lambda_0, \gamma_{1(2)k} \simeq \gamma_{1(2)k_p} \equiv \gamma_{1(2)}. \quad (21)$$

После несложных вычислений для коэффициента поглощения в области $|\omega - \omega_0| \leq 2\lambda$ получаем следующее выражение:

$$\alpha(\omega_0) = \frac{\pi \hbar (n_1^0 - n_2^0) \omega_0 k_p^2 (\lambda^0)^2 a^2}{|\beta| c n} (A \cos^2 \Phi + B \sin^2 \Phi),$$

$$A = \frac{|l|^3}{\lambda^3 b^4} (V \sqrt{a^2 + b^2} - a)^2,$$

$$B = \frac{|l|}{2 \lambda b^2} (V \sqrt{a^2 + b^2} - a) \left[\frac{2}{a} - \frac{l^2}{\lambda^2 b^2} (V \sqrt{a^2 + b^2} - a) \right], \quad (22)$$

$$a^2 = 4l^2 + (\gamma_1 + \gamma_2)^2, \quad b^2 = l^2 \frac{(\gamma_1 - \gamma_2)^2}{\gamma_1 \gamma_2}, \quad l = \frac{\omega_0 - \omega}{2}.$$

Здесь Φ — угол между векторами поляризации сильной и слабой волн, $\lambda_0 = \lambda^0 |E^0| (|E_0|$ — амплитуда напряженности слабой волны).

Переходя к анализу полученной формулы для коэффициента поглощения, с самого начала заметим, что усиления волн не происходит, однако так же, как и в электронной подсистеме [11], появляются анизотропия в поглощении и область прозрачности вблизи $|l| \simeq 0$. В частном случае $\Phi = 0$ и при $|l| \rightarrow 0$ или $\lambda \gg |l| \gg \gamma_1, \gamma_2$ $\alpha(\omega_0) \simeq |l|^3$.

Легко видеть, что при $\beta \rightarrow 0$, то есть в случае, когда при $|k| = k_p$ резонансные поверхности одновременно экстремальны или имеют одинаковый наклон, в разложении (21) для расстройки надо удерживать квадра-

тичный член, т. е. $\Delta k = d(k - k_p)^2$. В этом случае наряду с поглощением возможно и усиление слабой волны. Действительно, пусть, для определенности, $d > 0$. Тогда вследствие того, что расстройка всегда положительна, первый член в (20) ответствен за поглощение ($\omega_0 > \omega$), а второй — за испускание ($\omega_0 < \omega$).

Для коэффициента поглощения (усиления) в интервале $|\omega - \omega_0| \leq 2\lambda$ получаем следующее выражение:

$$\alpha(\omega_0) = \frac{4\sqrt{2}h\omega_0(l_0)^2(n_1^0 - n_2^0)k_p^2 a^2 |l|^{1/2}}{c\pi\sqrt{d}\lambda(a^2 + b^2)} \times \left[\pm \frac{l^2}{\lambda^2} J_0^\pm \cos^2 \Phi \pm \left(J_1^\pm - \frac{l^2}{\lambda^2} J_0^\pm \right) \frac{\sin^2 \Phi}{2} \right], \quad (23)$$

$$J_0^\pm = \int_0^1 \frac{(1-t^4)^{1/2} (1 \pm t^2)^2 t^2 dt}{(1 - mt^4)}, \quad J_1^\pm = \int_0^1 \frac{(1 \pm t^2)^2 t^2 dt}{(1 - mt^4)(1 - t^4)^{1/2}},$$

где

$$m = \frac{b^2}{a^2 + b^2},$$

$J_{0,1}^\pm$ сложным образом выражаются через линейные комбинации полных эллиптических интегралов I, II и III родов, значения которых протабулированы (см., например, [12]). Здесь знак «+» относится к случаю $\omega_0 \geq \omega$, а знак «-» — к случаю $\omega_0 \leq \omega$; в случае $d < 0$ области усиления и поглощения меняются местами.

Для качественной иллюстрации полученных результатов на рисунке приводятся графики зависимости коэффициента поглощения $\alpha'(x)$ в безразмерных единицах от отношения $x = l/\lambda$. Графики приведены для случая $\Phi = 0$, $\lambda = 5\gamma_2$ и характерного соотношения $\gamma_2 = 10\gamma_1$. Кривые 1 и 2 относятся соответственно к случаям $\beta \neq 0$ и $\beta = 0$ ($d > 0$); масштаб между графиками не выдержан, кроме того, из соображений наглядности он увеличен в 10 раз для отрицательных значений $\alpha'(x)$. Как видно из рисунка, коэффициент поглощения (усиления) практически равен нулю в области $|\omega_0 - \omega| \simeq \lambda$. Указанную особенность в поглощении слабого света можно будет, по-видимому, использовать для создания и совершенствования оптических узкополосных фоновых фильтров и селективных детекторов. По виду спектральной кривой поглощения можно также определить локальное (в данной точке зоны Бриллюэна) значение важного параметра λ , в то время как в [6], например, говорится об усредненной по всей зоне Бриллюэна величине λ .

В заключение отметим, что метод квазичастиц, примененный в настоящей работе для исследования решеточного поглощения дополнительной волны, может оказаться полезным и при решении других задач, связанных с прохождением резонансного импульса через среду, таких как, например, генерация гармоник, определение нелинейного показателя среды и т. д.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность В. С. Львову за ценные советы, а также Р. А. Сурису и А. О. Меликян за полезные обсуждения различных аспектов настоящей работы.

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

Поступила 19. XI. 19

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Галицкий, С. П. Гореславский, В. Ф. Елесин. ЖЭТФ, 57, 207 (1969).
2. Ю. Н. Балкарей, Э. М. Эпштейн. ФТТ, 17, 2321 (1975).
В. Д. Блажин. ФТТ, 17, 3225 (1975).
Э. М. Казарян, А. О. Меликян, Г. Р. Минасян. ФТП, 13, 423 (1979).
3. С. А. Булдаев, Б. Н. Каплан, И. Б. Левинсон. ЖЭТФ, 70, 1550 (1976).
В. Г. Григорян, Э. М. Казарян, А. О. Меликян. ФТТ, 21, 629 (1979).
В. Г. Григорян. ФТТ, 21, 1907 (1979).
4. M. Lax, E. Burstein. Phys. Rev., 97, 39 (1955).
5. D. A. Kleinman. Phys. Rev., 118, 118 (1960).
D. A. Kleinman, W. G. Spitzer. Phys. Rev., 118, 110 (1960).
6. B. N. Brockhouse, P. K. Jyengar. Phys. Rev., 111, 747 (1958).
7. Л. Э. Гуревич, И. П. Ипатова. ФТТ, 4, 2065 (1962).
8. J. Schwinger. J. Math. Phys., 2, 407 (1961) (перевод: Ю. Швингер. Броуновское движение квантового осциллятора, ИЛ, М., 1962).
9. В. С. Львов. ЖЭТФ, 68, 308 (1975).
10. F. A. Johnson. Progr. Semicond., 9, 179 (1965).
11. С. П. Гореславский, В. Ф. Елесин. Письма ЖЭТФ, 10, 491 (1969).
12. Справочник по специальным функциям, Изд. Наука, М., 1979.
В. М. Беляков и др. Таблицы эллиптических интегралов, Изд. АН СССР, М., 1961, т. 1, 2.

ՔՈՒՅՆ ԷԼԵԿՏՐՈՄԱԳՆԻՍՏԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ՑԱՆՑԱՅԻՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՃՍՆԱԳԱՅԹՄԱՆ ԳԱՇՏՈՒՄ

Ա. Ս. ԱՄԻՐՅԱՆ, Վ. Գ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Է. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

Հետազոտվում է լրացուցիչ էլեկտրամագնիսական ալիքի կլանումը ֆոնոնային ենթախառնմի կողմից, որը գտնվում է ռեզոնանսային լազերային ճառագայթման դաշտում: Ֆոնոնների փոխազդեցությունը ուժեղ դաշտի հետ հաշվի է առնվում ռեզոնանսային մոտավորությամբ և կանոնիկ ձևափոխությամբ խնդիրը լուծվում է ճշգրիտ: Արդյունքում ստացվում են նոր քվադրատայիններ, որոնց էներգետիկ սպեկտրում կա ճեղք: Գտնված են նոր քվադրատայինների լրացման ֆվեբը ստացիոնար դեպքում: Ցույց է տրված, որ թույլ դաշտի կլանման գործակիցը $\alpha(\omega_0)$ էպպես փոփոխվում է այն հաճախությունների տիրույթում, որոնց համար $|\omega - \omega_0|$ օպտիկական մատրիցական էլեմենտի կարգի է:

LATTICE ABSORPTION OF WEAK ELECTROMAGNETIC WAVE IN THE PRESENCE OF RESONANCE LASER RADIATION

A. S. AMIRYAN, V. G. GRIGORYAN, E. M. KAZARYAN

The absorption of a weak electromagnetic wave by phonon subsystems in the presence of resonance laser radiation $\omega \simeq \omega_{k,2} - \omega_{k,1}$ (where $\omega_{k,1}$ and $\omega_{k,2}$ are the frequencies of phonons with momentum k from branches "1" and "2") is investigated. The allowance for the interaction between phonons and a strong electromagnetic field is made in the resonance approximation. As a result there arise new quasiparticles which are mixtures of phonons from different branches and are characterized by the presence of gap in their spectrum. The occupation numbers of these particles for stationary case are obtained. It is shown that due to the presence of the gap the constant of weak wave absorption $\alpha(\omega_0)$ essentially varies in the frequency range for which $|\omega - \omega_0|$ is of the order of optical matrix element.

УШИРЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В СРЕДЕ

Э. А. БАБАХАНИЯН, В. В. МУСАХАНИЯН

Рассматривается движение электрона в среде в поле электромагнитной волны линейной поляризации. Исследуется изменение энергии электрона при его влете в поле электромагнитной волны под черенковским углом к направлению ее распространения. Проводится усреднение энергии электронного пучка по начальным фазам влета частиц в волну. Получен эффект насыщения энергетического уширения пучка с ростом мощности поля. В работе, в частности, получено уширение энергетического спектра электронного пучка, наблюдавшееся в эксперименте группы Пантелла.

Решение уравнения движения релятивистской заряженной частицы в поле электромагнитной волны в среде может быть выражено через время нахождения частицы в волне в самом общем случае произвольных начальных параметров (угла влета в волну, интенсивности волны, показателя преломления среды и т. д.). Для этого достаточно проинтегрировать уравнение (3) работы [1] для фазы электромагнитной волны.

В настоящей работе рассматривается частный случай влета частицы под черенковским углом к направлению распространения электромагнитной волны в среде, т. е. предполагается, что

$$1 - n v_0 \cos \vartheta_0 = 0, \quad (1)$$

где n — показатель преломления среды, v_0 — начальная скорость частицы, ϑ_0 — угол влета частицы в волну* (см. рис. 1).



Рис. 1. Геометрия задачи: лазерный пучок с диаметром d и напряженностями электрического поля E и магнитного поля H , распространяющийся в направлении k , пересекает частица с импульсом p под начальным углом ϑ_0 .

Волна характеризуется четырехмерным вектором потенциалом $A_\mu = a_\mu \cos \varphi$, где a_μ — амплитуда волны, φ — фаза, $\varphi = \omega t - kr$, k_μ — импульс, $k_\mu^2 = \omega^2 - k^2 = \omega^2(1 - n^2) < 0$.

Энергия частицы в волне может быть записана в виде

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - \omega \frac{\sqrt{ek^2(pa)}}{k^2} \sin \varphi_0 \cdot sd(\tau \sqrt{ek^2(pa)}, x). \quad (2)$$

* Для простоты принята система единиц $m = c = 1$.

Здесь ε_0 — начальная энергия электрона, φ_0 — фаза электромагнитной волны в момент влета частицы в волну, $pa = -\mathbf{p} \cdot \mathbf{a} = |\mathbf{p}| \cdot |\mathbf{a}| \cdot \sin \vartheta_0$, e — заряд электрона ($e = -|e|$), $sd = sn/dn$, sn и dn — эллиптические функции Якоби с модулем $\kappa = \sin(\varphi_0/2)$ [2].

При получении соотношения (2) из общего решения электронный пучок считался моноэнергетическим или, другими словами, условие (1) выполнено для скоростей всех электронов начального пучка, влетающих в волну под углом ϑ_0 . Надо, однако, заметить, что для реальных электронных пучков, используемых в экспериментальных установках, необходимость учета разброса по начальным энергиям электронов привела бы к добавкам в соотношении (2), на несколько порядков меньшим, чем вклад от взаимодействия с полем. Кроме того, мы пренебрегли членом $\sim e^2 k^2 a^2$ с еще на несколько порядков меньшим вкладом.

Целью настоящей работы является усреднение соотношения (2) по начальным фазам влета частиц. Очевидно, что средняя энергия пучка частиц не меняется,

$$\bar{\varepsilon} = \varepsilon_0. \quad (3)$$

Однако среднеквадратичное отклонение энергии

$$\text{rms } \varepsilon = \omega \frac{\sqrt{ek^2(pa)}}{2\pi k^3} \left[\int_0^{2\pi} \sin^2 \varphi_0 \cdot sd \left(\tau \sqrt{ek^2(pa)}, \sin \frac{\varphi_0}{2} \right) d\varphi_0 \right]^{1/2} \quad (4)$$

не равно нулю и может быть вычислено в различных случаях.

Ввиду того, что собственное время частицы может быть записано через время нахождения частицы в поле:

$$\tau = t \sqrt{1 - v_0^2}, \quad (5)$$

где $t = d/v_0 \sin \vartheta_0$, d — диаметр лазерного пучка, то при $\tau \sqrt{ek^2(pa)} \ll 1$ интегрирование по φ_0 тривиально, и мы имеем

$$\text{rms } \varepsilon = \omega \frac{e(pa)}{1/2} \frac{d}{v_0 \sin \vartheta_0} = \frac{\xi \omega d}{\sqrt{2} v_0}. \quad (6)$$

Здесь $\xi = eE/\omega$ (или, восстанавливая m и c , $\xi = eE/mc\omega$) — релятивистский параметр интенсивности, E — напряженность электрического поля лазерной волны.

В общем случае вычисление (4) не может быть выполнено аналитически, так как для эллиптических функций Якоби не определены дифференцирование и интегрирование по модулю. Результаты численных расчетов выражения (4), проведенных на БЭСМ-6, представлены на рис. 2.

С целью выхода на единственную в настоящее время экспериментальную точку усреднение проводилось для следующих значений параметров: энергия пучка электронов $\varepsilon_0 = 100$ МэВ, $\vartheta_0 = 0,00655$ радиан, частота лазерного поля $\omega = 3 \cdot 10^{14}$ с⁻¹, показатель преломления среды $n = 1 + 3,3 \cdot 10^{-5}$. Напряженность поля варьировалась в пределах от $5 \cdot 10^3$ В/см до $5 \cdot 10^7$ В/см.

Результаты усреднения для среды представлены сплошными линиями для различных диаметров лазерного пучка. Точка на кривой с $d=0,065$ см и $\xi = 9,8 \cdot 10^{-5}$ соответствует эксперименту группы Пантелла [3], для которого мы получаем следующую величину: $2 \text{ rms } \varepsilon + \Delta \varepsilon_0 = 46 \text{ кэВ} + 63 \text{ кэВ} = 109 \text{ кэВ}$.

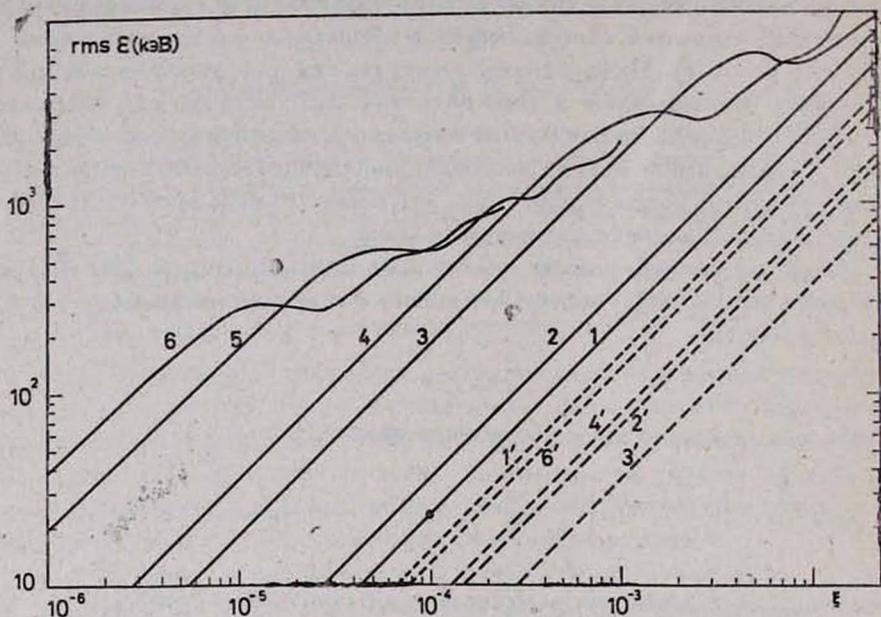


Рис. 2. Среднеквадратичное отклонение энергии пучка электронов, $\text{rms } \varepsilon$, усредненное по начальным фазам влета (в логарифмическом масштабе). Пунктирные линии — случай вакуума, сплошные линии — случай среды. Цифры у кривых отвечают различным диаметрам лазерного пучка (1—0,065 см, 2—0,1 см, 3—0,5 см, 4—1 см, 5—5 см, 6—10 см).

Ввиду важности этого экспериментального результата было проведено усреднение начального гауссовского энергетического спектра электронного пучка с шириной на полувысоте (FWHM) 63 кэВ. Полученное значение FWHM, равное 94 кэВ, достаточно хорошо согласуется с экспериментальным результатом группы Пантелла (102 ± 8) кэВ (при усреднении мы пренебрегли поправками от ионизационных потерь, многократных столкновений и из-за угловых уширений электронного и лазерных пучков и т. д.; вклад этих эффектов для эксперимента группы Пантелла не превышает нескольких кэВ).

Кривые на рис. 2 демонстрируют существование эффекта насыщения в среде при больших мощностях P лазерного поля: зависимость $P^{1/2}$ переходит в зависимость $P^{1/4}$. Насыщение наступает при значениях параметра $\tau \sqrt{e k^2 (pa)} \sim 1$. С увеличением частоты электромагнитной волны насыщение наступает при меньших мощностях.

На том же рисунке пунктиром изображены уширения энергетического спектра электронов в вакууме. При всех различных значениях диаметров

пучка $\Gamma_{\text{пс}} \xi^3$ растет с увеличением мощности как $P^{1/2}$. Величины $\Gamma_{\text{пс}} \xi$ при фиксированном ξ меньше $\Gamma_{\text{пс}} \xi$ для среды.

Заметим, что утверждение работы [4] о невозможности объяснения в рамках классической теории энергетического уширения при условиях эксперимента группы Пантелла находится в противоречии с результатами самой работы [4], а именно: подстановка выражения (6) в соотношение (5) работы [4] приводит к формуле, не содержащей постоянной Планка \hbar :

$$\Gamma' = \Gamma + 2mc^2 \bar{\xi} \frac{v_0}{c} t \omega \sin \vartheta_0, \quad (7)$$

здесь t — время нахождения частицы в волне ($t = d/v_0 \sin \vartheta_0$), $\bar{\xi} = e\bar{E}/mc\omega$, Γ и Γ' — начальное и конечное энергетическое уширение электронного пучка.

Поэтому нет смысла говорить о чисто квантовом эффекте, связанном с дифракцией электронов на решетке, созданной волной. Кроме того, очевидно, что классическое выражение (7) может и должно быть получено на основе обычной классической электродинамики, что и сделано в настоящей работе.

Надо отметить, что целью нашей работы является учет изменения фазы электромагнитной волны из-за изменения скорости частицы в волне, т. е. цель работы шире, чем простое объяснение экспериментального результата Пантелла, который, кстати, им самим был уже объяснен на основе классической электродинамики [3].

Существование классического энергообмена между пучком электронов и электромагнитной волной вытекает из отличия фазы вылета частицы из волны от ее начальной фазы влета. Возьмем, к примеру, соотношение (8) работы [6], которое определяет область изменения фазы Φ в зависимости от параметров задачи:

$$(\sin \Phi - \sin \Phi_0) \left(\sin \Phi - \sin \Phi_0 - \frac{2\omega}{eE} p_{y0} \right) \leq 0, \quad (8)$$

где p_{y0} — начальный поперечный импульс частицы при $\Phi = \Phi_0$.

Соотношение (8) ясно показывает, что фаза Φ вылета частицы из волны не обязательно равна фазе Φ_0 влета (при условии, что $p_{y0} \neq 0$), но тогда подстановка этого конечного значения фазы Φ в соотношение (7) той же работы [6] даст изменение энергии частицы, определяемое конечной фазой электромагнитной волны (т. е. временем нахождения частицы в волне), начальной фазой и остальными параметрами задачи.

Ереванский физический институт
Институт физических исследований
АН Арм.ССР

Поступила 25. III. 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. V. V. Mussakhanyan. Phys. Lett., 70A, 313 (1979).
2. Г. Бейтмен, А. Эрдейи. Высшие трансцендентные функции, Изд. Наука, М., 1967, т. 3.
3. M. A. Piestrup, G. B. Rothbart, R. N. Fleming, R. H. Pantell. J. Appl. Phys., 46, 132 (1975).

4. H. K. Avetisyan. Phys. Lett., 63A, 7 (1977).
 5. H. K. Avetisyan. Phys. Lett., 58A, 144 (1976); 63A, 9 (1977).
 6. B. M. Арутюнян, Г. К. Аветисян. Квантовая электроника, № 7, 54 (1972).

ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՓՆՋԻ ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ՍՊԵԿՏՐԻ ԼԱՅՆԱՑՈՒՄԸ
 ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ՝ ԷԼԵԿՏՐՈՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ԱՎԻՔԻ ԴԱՇՏԻ
 ԱՋԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՏԱԿ

Է. Ա. ԲԱԲԱԽԱՆՅԱՆ, Վ. Վ. ՄՍՍԱԽԱՆՅԱՆ

Դիտարկված է էլեկտրոնի շարժումը միջավայրում՝ դժայնորեն բևեռացված էլեկտրամագնիսական դաշտի առկայության դեպքում: Քննարկվում է էլեկտրոնի էներգիայի փոփոխությունը, Լրբ նրա սկզբնական արագությունը ավելի տարածման ուղղության նկատմամբ կազմում է շերտնկության անկյուն: Անց է կացվում փնջի էներգիայի միջինացում ըստ մուտքի նախնական փուլերի: Օտացված է փնջի էներգետիկ լայնացման հազեցման էֆեկտ, կախված դաշտի հզորության անից: Աշխատանքում, մասնավորապես, ստացված է էներգետիկ սպեկտրի լայնացումը, որը դիտվել է Պանտելլի խմբի փորձում:

ENERGY SPREAD OF ELECTRON BEAM IN ELECTROMAGNETIC
 WAVE FIELD IN A MEDIUM

E. A. BABAKHANYAN, V. V. MUSSAKHANYAN

The electron motion in a medium in the field of linearly polarized electromagnetic wave is considered. The energy change of electron incident at Čerenkov angle to the direction of electromagnetic wave propagation is investigated. The averaging of the beam energy over the initial phases of particle incidence is performed and the saturation effect in a medium is obtained. In particular, the value of beam energy spread observed experimentally by Pantell group is obtained.

ЭФФЕКТИВНЫЕ ВОЛНОВОДНЫЕ ПОКАЗАТЕЛИ ПРЕЛОМЛЕНИЯ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ С ПЕРЕХОДНЫМ СЛОЕМ

С. Г. ГРИГОРЯН, А. Г. САРКИСЯН

Предложены безразмерные параметры для характеристики диэлектрических волноводов с переходным слоем. Выполнен расчет эффективных волноводных показателей преломления (ЭВП) в зависимости от этих параметров. Предложен простой метод расчета ЭВП волноводов с узким (по сравнению с толщиной волновода) переходным слоем.

Определение эффективных волноводных показателей преломления (ЭВП) и количества мод плоского диэлектрического волновода с заданным распределением показателя преломления эквивалентно решению задачи об определении энергетических уровней частицы в потенциальной яме [1, 2]. Решения задач подобного типа используются как для нахождения области применения волноводов в интегральной оптике, так и для восстановления профиля распределения показателя преломления (метод неразрушающего контроля выращиваемых структур) по измеренным значениям ЭВП [2].

В настоящей работе рассматривается задача об определении ЭВП волноводов, характеризующихся наличием переходного слоя между подложкой и пленкой (служащей, собственно, волноводом). Подобное распределение имеет место в волноводах (рис. 1), изготавливаемых методами эпи-

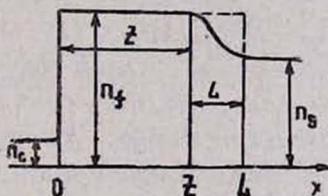


Рис. 1. Распределение показателя преломления в волноводе с переходным слоем. Ось X нормальна к поверхности волновода. Начало отсчета совпадает с границей волновод-покрытие. Z и L — соответственно безразмерные толщины участка с постоянным распределением показателя преломления и переходного слоя (в единицах длины волны канализруемого света), n_c , n_f , n_s — показатели преломления покрытия, пленки (служащей волноводом) и подложки.

таксии, а также некоторыми другими методами [3]. Волноводы, имеющие распределение показателя преломления, подобное приведенному на рис. 1, удобно характеризовать двумя условиями: $L \gg 1$ и $L/Z \ll 1$, где L — безразмерная толщина переходного слоя, Z — безразмерная толщина участка с постоянным показателем преломления (L и Z измеряются в единицах

длины волны канализуемого света). Отметим, что оба типа волноводов не являются взаимно исключаящими, поскольку первое условие ($L \gg 1$) требует, чтобы толщина переходного слоя была гораздо больше длины волны, а второе условие не зависит от длины волны и означает лишь малость толщины переходного слоя по сравнению с толщиной участка с постоянным показателем преломления. Рассмотрим отдельно эти случаи.

1. $L \gg 1$. Известно, что асимметричные волноводы без переходного слоя (например, диффузионные, для которых $Z \equiv 0$) характеризуются двумя типами нормализованных параметров: нормализованной толщиной и нормализованными ЭВПП [4]. В рассматриваемом нами случае естественно ввести еще и третий параметр — нормализованную толщину переходного слоя. Действительно, уравнение ВКБ (возможность применения которого обусловлена малостью длины волны по сравнению с толщиной переходного слоя) для волновода типа изображенного на рис. 1 принимает вид

$$2 V_0 \sqrt{1-b} + 2 V_1 \int_0^{X_1} \sqrt{f(x)-b} dx = 2 m\pi + \frac{3}{2} \pi. \quad (1)$$

Величины $V_0 + V_1$ и V_1 назовем, соответственно, нормализованной толщиной волновода и нормализованной толщиной переходного слоя, поскольку

$$V_0 + V_1 = 2\pi(Z+L) \sqrt{n_f^2 - n_s^2}, \quad V_1 = 2\pi L \sqrt{n_f^2 - n_s^2}.$$

Остальные обозначения в (1) являются общепринятыми: $f(X)$ — функция, описывающая распределение показателя преломления переходного

слоя, m — номер моды, $b_m = \frac{N_m^2 - n_s^2}{n_f^2 - n_s^2}$ — нормализованные ЭВПП m -ой

моды, X_1 определяется из соотношения $f(X_1) = b_m$, X — безразмерная координата, измеряемая в единицах длины волны канализуемого излучения. При выводе (1) использовалось обычное приближение для асимметричных волноводов: $n_f - n_s \ll n_s$. Уравнение (1) справедливо как для ТЕ, так и для ТМ-мод, с той только разницей, что при подстановке величин n_f и n_s (для анизотропных материалов) следует учитывать направление вектора поляризации.

Для определения нормализованных ЭВПП (b_m) из уравнения (1) и ЭВПП (N_m) для прямоугольного волновода (см. раздел 2) были составлены алгоритм и программа для ЭЦВМ ЕС-10-20 на алгоритмическом языке «Фортран». Результаты численного решения уравнения (1) относительно нормализованных ЭВПП для различных комбинаций V_0 , V_1 и $f(X)$ приведены на рис. 2—4 и могут быть использованы для определения профиля распределения показателя преломления по экспериментально измеренным значениям ЭВПП.

2. $L/Z \ll 1$. Мы уже отметили выше, что приведенное неравенство означает лишь узость переходного слоя по сравнению с толщиной участка с постоянным распределением коэффициента преломления (или по срав-

нению с общей толщиной волновода, поскольку из условия $L/Z \ll 1$ следует $L/(L+Z) \ll 1$. Следовательно, оно справедливо как для волноводов с $L \gg 1$ (толщина переходного слоя гораздо больше длины волны, но мень-

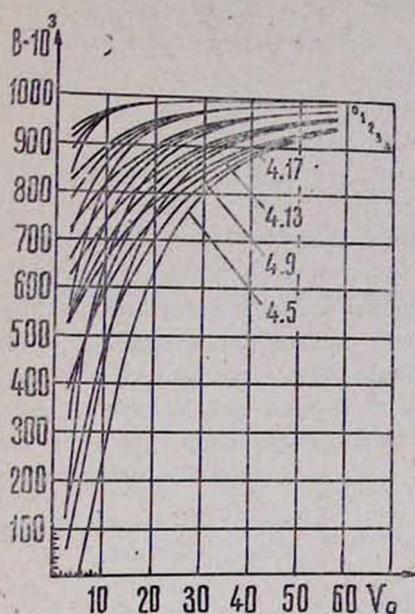


Рис. 2.

Рис. 2. Нормализованные ЭВПП для волноводов с $f(X) = \exp(-X^2)$. $V_0 + V_1$ — нормализованная толщина волновода, V_0 — нормализованная толщина участка с постоянным распределением показателя преломления, X — безразмерная текущая координата (в единицах длины волны каналуемого света). Указаны номер моды (слева) и нормализованная толщина переходного слоя V_1 для 4-ой моды (у остальных мод набор V_1 тот же). Вверху справа указаны номера мод.

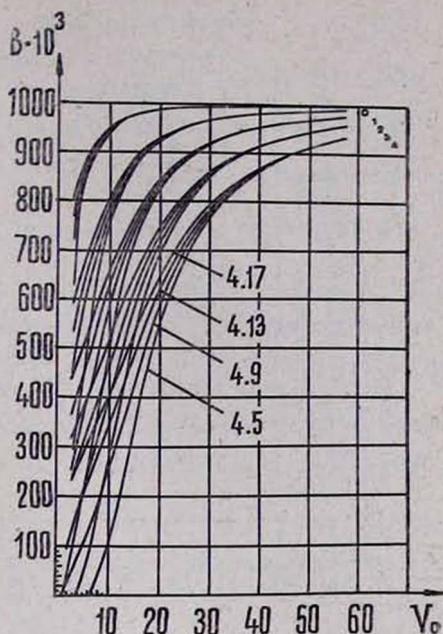


Рис. 3.

Рис. 3. Нормализованные ЭВПП для волноводов с $f(X) = \exp(-X)$.

ше толщины волновода), так и для волноводов с $L \lesssim 1$ (толщина переходного слоя сравнима с длиной волны или меньше ее и в то же время мала по сравнению с толщиной волновода). Поэтому предлагаемый ниже метод расчета ЭВПП для волноводов с $L/Z \ll 1$ справедлив также и в том случае, когда метод ВКБ не применим (а именно, $L/Z \ll 1$ и $L \lesssim 1$). Вместе с тем для волноводов с $L \gg 1$ и $L/Z \ll 1$ (толщина переходного слоя велика по сравнению с длиной волны, но мала по сравнению с толщиной волновода) можно применять оба метода. В таблице приведены результаты расчета ЭВПП такого волновода обоими методами.

Предлагаемый нами метод расчета ЭВПП для волноводов с $L/Z \ll 1$ использует отмеченную в самом начале аналогию в решениях задачи на собственные значения для частицы в потенциальной яме и задачи определения ЭВПП волновода. Продолжая эту аналогию, можно легко показать, что приближенные значения ЭВПП для волновода, изображенного на

рис. 1, можно найти из точных значений ЭВПП для прямоугольного волновода (пунктир на рис. 1). Для этого достаточно рассмотреть разность собственных значений задач о волноводах с переходным слоем и без него

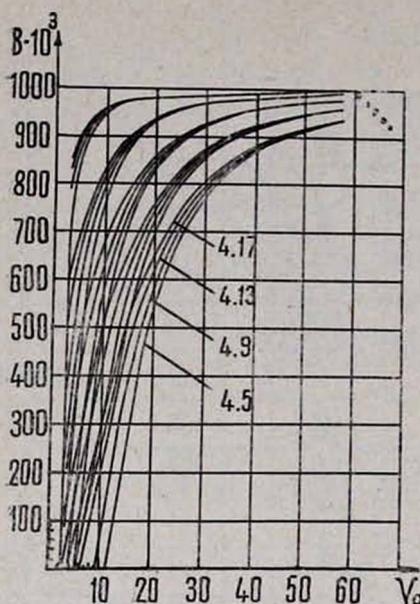


Рис. 4. Нормализованные ЭВПП для волноводов с $f(X) = \frac{1}{2} [1 + \cos(\pi X)]$.

как поправку к точному решению задачи о прямоугольном волноводе. Тогда поправки первого порядка ΔN_m к точным решениям можно определить по формулам квантовомеханической теории возмущений, не зависящим от времени [1], в соответствии с которой и выбран параметр малости L/Z :

$$\Delta N_m = \frac{2n_f \int_0^L \Delta n(X) \cos^2(x_f X - \varphi_s) dx}{N_m h_{эфф}}$$

где $\Delta n(X)$ — разность показателей преломления «невозмущенного» и «возмущенного» волноводов, N_m — невозмущенный ЭВПП m -ой моды, $k = 2\pi/\lambda$ (λ — длина волны каналируемого излучения), $h_{эфф}$ — эффективная толщина волновода [4], X — безразмерная координата (в единицах длины волны), нормальная к поверхности волновода,

$$\varphi_s = \arctg \frac{\sqrt{N_m^2 - n_s^2}}{\sqrt{n_f^2 - N_m^2}}, \quad x_f^2 = n_f^2 k^2 - N_m^2 k^2.$$

В таблице приведены результаты расчета ЭВПП методами ВКБ и теории возмущений для волновода с косинусоидальным распределением показателя преломления в переходной области.

Расчет проводился для эпитаксиальной структуры, граничащей с воздухом ($n_c = 1$), с подложкой из $LiTaO_3$ ($n_s = 2,1823$) и пленкой из

Таблица

	Эффективные волноводные показатели преломления	
	ВКБ	Теория возмущений
0	2,204	2,204
1	2,204	2,203
2	2,202	2,202
3	2,200	2,199
4	2,198	2,198

$LiNbO_3$ ($n_f = 2,2047$, $Z = 26$, $L = 3$). Такие структуры описаны в работе [5]. ЭВПД для «невозмущенного» волновода определялись путем численного решения соответствующего точного дисперсионного уравнения для собственных значений, приведенного в [4]. Из таблицы видно хорошее согласие результатов расчета разными методами (рассматриваемый волновод допускает применение обоих методов по причинам, рассмотренным в начале этого раздела).

НИИ физики конденсированных
сред ЕГУ

Поступила 7. VIII. 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика, М., 1948.
2. В. Hocker, W. K. Burns. IEEE, QE—11, 270 (1975).
3. J. E. Goell, R. D. Standley. Appl. Opt., 11, 2502 (1972).
4. H. Kogelnik, V. Ramaswamy. Appl. Opt., 13, 1857 (1974).
5. О. А. Хачатурян, Р.-С. Мадоян. Электронная техника, сер. 6, вып. 4, 41 (1978).

ԷՖԵԿՏԻՎ ԱՐԻՔԱՍԱՐԱՅԻՆ ԲԵԿՄԱՆ ՑՈՒՑԻՉՆԵՐԸ ԱՆՑՈՂԱԿԱՆ ՇԵՐՏ ՈՒՆԵՑՈՂ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ԱՒԻՔԱՍԱՐՆԵՐՈՒՄ

Ս. Գ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Ա. Գ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Առաջարկված են նորմալացրած պարամետրեր անցողական շերտ ունեցող դիելեկտրիկ ալիքատարները բնութագրելու համար: Կատարված է էֆեկտիվ ալիքատարային բեկման ցուցիչների հաշվարկ: Ալիքատարի ընդհանուր հաստության հետ համեմատած նեղ անցողական շերտ ունեցող ալիքատարների համար առաջարկված է էֆեկտիվ ալիքատարային բեկման ցուցիչների հաշվարկի հեշտ մեթոդ:

EFFECTIVE MODE INDICES IN DIELECTRIC WAVEGUIDES WITH TRANSMISSION REGION

S. G. GRIGORYAN, A. G. SARKISYAN

Normalized parameters describing waveguides with a transmission region are proposed. The effective mode indices in waveguides are calculated depending on these parameters. A simple calculational method for obtaining the effective mode indices of waveguides with narrow transmission regions (in comparison with the waveguide thickness) is proposed.

ОКОЛОЗЕМНОЕ КОСМИЧЕСКОЕ ПРОСТРАНСТВО И ИОНОСФЕРНЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ

Ю. С. ВАРДАНЯН

С учетом амбиполярной диффузии в верхних слоях ионосферы и электропроводности Земли изучаются ионосферные неоднородности, обусловленные движением нейтрального газа в динамо-области.

Все процессы, протекающие в ионосфере, могут быть подразделены на две группы: фотохимические процессы и процессы переноса. В области F обе группы процессов сравнимы по важности в противоположность областям D и E , где распределение электронов определяется в основном фотохимическими процессами.

Область F исторически подразделяется на слои F_1 и F_2 . Выступ F_1 в распределении электронов представляет собой максимум ионообразования, в то время как максимум F_2 представляет собой максимум электронной концентрации, возникающий в результате совместного влияния химических процессов и диффузии плазмы.

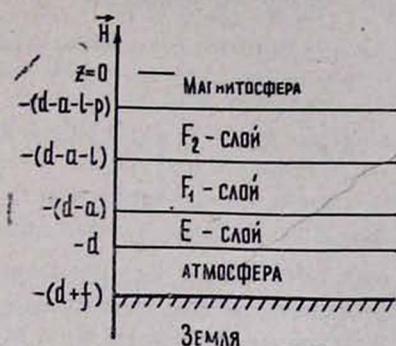
В работе [1] рассматривалось влияние продольных токов, порождаемых движением нейтрального газа на высоте слоя E , на структуру F -слоя ионосферы. Однако в принятой модели не учитывалось наличие слоя F_2 с присущими ему особенностями и не принималось во внимание электромагнитное взаимодействие ионосферы с Землей.

Известно, что верхние слои Земли обладают хорошей проводимостью и ее радиус R_3 намного больше толщины нейтральной атмосферы. Отсюда ясно, что на любое изменение в верхних слоях атмосферы Земля должна реагировать как электропроводящий шар. Таким образом, необходимо решить самосогласованную задачу для всей длины силовой линии магнитного поля Земли, пронизывающей проводящую Землю и окружающее ее пространство.

Поскольку характерные размеры изучаемого явления малы по сравнению с радиусом Земли, в настоящей работе предложена плоская многослойная модель проводящей Земли и околоземного космического пространства, симметричная относительно оси $z=0$ (на рисунке представлено только южное полушарие).

Слой бесконечно проводящей плазмы (магнитосфера) расположен между поверхностями $z = \pm (d - a - l - p)$ и соприкасается со слабоионизированным газом ($d - a - l - p \leq |z| \leq d$), плоскости $z = \pm d$ представляют собой границу между слабоионизированным и нейтральным газом (атмосферой). E и F_1 , F_1 и F_2 ионосферные слои отделяются соответственно плоскостями $z = \pm (d - a)$ и $z = \pm (d - a - l)$, граница между атмосферой и Землей определяется плоскостями $z = \pm (d + f)$. Магнит-

ное поле \mathbf{H} перпендикулярно к границам раздела. При этом учитываются сила тяжести заряженных компонент и изменение концентраций нейтральных и заряженных частиц с высотой во всем ионосферном слое.



В рамках этой модели рассматривается мелкомасштабное горизонтальное движение нейтрального газа в слое E ионосферы со скоростью \mathbf{W} . Такое движение благодаря явлению динамо приведет к появлению электрических полей и токов, текущих по электропроводным слоям системы.

Поскольку ниже использована та же схема задачи и те же граничные условия, что и в [2], нет необходимости останавливаться на получении основных уравнений, связывающих потенциал электрического поля ψ в ионосфере со скоростью нейтралов \mathbf{W} . Исключение составляет F_2 -слой, где учитываются члены $\nabla p_i / N_i$, $\nabla p_e / N_e$, ответственные за амбиполярную диффузию.

Решение для ψ в разных слоях при $\mathbf{W} = \left\{ \begin{array}{l} \frac{W_0}{k_1} \sin k_1 x \cdot \sin k_2 y, \\ \frac{W_0}{k_2} \cos k_1 x \cdot \cos k_2 y \end{array} \right\}$ с компонентами в виде фурье-разложений W_x , W_y по координатам x , y , удовлетворяющих $\text{div } \mathbf{W} = 0$, ищем в виде

$$\psi = \sum f_l(z) \cdot F_l(x, y),$$

где

$$F_1(x, y) = \sin k_1 x \cdot \cos k_2 y, \quad F_2(x, y) = \cos k_1 x \cdot \sin k_2 y,$$

$$F_3(x, y) = \sin k_1 x \cdot \sin k_2 y, \quad F_4(x, y) = \cos k_1 x \cdot \cos k_2 y.$$

На границе атмосферы и Земли $\psi = 0$ (поверхность Земли считаем идеально проводящей).

Из уравнения Эйлера для плазмы $-\nabla p + \frac{1}{c} [\mathbf{jH}] = 0$ и $\text{div } \mathbf{j} = 0$ видно, что при антивращении (когда движение нейтралов в E -слое северного и южного полушарий противоположно) через магнитосферу по силовым линиям магнитного поля будет протекать ток. Ковращение (когда движение нейтралов в E -слое северного и южного полушарий одинаково) не

приводит к току через магнитосферу [2]. Когда в ионосфере имеются неоднородности электронной концентрации, радиоволны могут рассеиваться на этих неоднородностях внутри мертвой зоны [3].

Представленная модель позволяет непосредственно из уравнений

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

$$\operatorname{div} N \mathbf{v}_i = q - r, \quad -\Delta \psi_2 = 4 \pi e (n_i - n_e) \text{ в } F_1\text{-слое,}$$

$$\operatorname{div} N \mathbf{v}_i = q - r + P, \quad -\Delta \psi_3 = 4 \pi e (n_i - n_e) \text{ в } F_2\text{-слое}$$

вычислить неоднородности заряженных частиц n_i и n_e в E , F_1 и F_2 -слоях, выраженные через потенциал ψ и обусловленные движением нейтралов в E -слое. Здесь $N = N_0 \exp[1/H_n^0(d - |z|)]$ — равновесная концентрация заряженных частиц, α — коэффициент рекомбинации положительных ионов с электронами в E -слое, $r = \alpha_r (N + n_e) N_n$, α_r — коэффициент прилипания электронов к нейтралам, $N_n = N_0 \exp[-1/H_n(d - |z|)]$ есть концентрация нейтральных частиц, $q = q_0 \exp[-1/H_n(d - |z|)]$ есть чепменовское распределение скорости ионизации в E -слое, $H_n = kT_n/m_n g$. P соответствует амбиполярной диффузии в слое F_2 и определяется выражением [4]

$$P = D_a 1/H_n^2 \left[\frac{d^2(N + n_e)}{dz^2} + \frac{3}{2} \frac{d(N + n_e)}{dz} + \frac{1}{2} (N + n_e) \right],$$

где $D_a = \frac{2kT_p}{m_i \nu_{in}}$ — коэффициент амбиполярной диффузии, $H_i = \frac{kT_i}{m_i g}$,

$T_p = \frac{1}{2} (T_i + T_e)$, T_i и T_e — температура ионов и электронов, k — постоянная Больцмана.

Оказалось, что при постоянной скорости нейтралов W имеет место обратная, в определенных пределах почти экспоненциальная, зависимость n_i и n_e от толщины атмосферы f .

Численные расчеты при реальных значениях параметров ионосферы, размере ячейки $2\pi/k_{1(2)} = 200$ км, амплитуде скорости ветра $W_0/k_{1(2)} = 200$ м/с и высоте резкой границы между F_1 - и F_2 -слоями $Z = 200$ км показали, что наличие проводящей Земли и процессов переноса в F_2 -слое могут существенно повлиять на величину ионосферных неоднородностей, что весьма важно с точки зрения радиосвязи.

Автор благодарен Б. А. Тверскому за обсуждение результатов.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 14. VI. 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. С. Варданян. Геомагнетизм и аэрономия, 13, 518 (1973).
2. Л. М. Алексеева, Ю. С. Варданян, Б. А. Тверской. Геомагнетизм и аэрономия, 9, 437 (1969).
3. К. Дэвис. Радиоволны в ионосфере, Изд. Мир, 1973.
4. V. C. A. Ferraro. Terr. Magn. Atmos. Elect., 50, 215 (1945).

ՄԵՐՁԵՐԿՐՅԱՍ ՏԻԵՁԵՐԱԿԱՆ ՏԱՐԱԾՈՒԹՅՈՒՆԸ
ԵՎ ԻՈՆՈՍՖԵՐԱՅԻՆ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Յու. Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Հաշվի առնելով իոնոսֆերայի վերին շերտերում տեղի ունեցող ամբիպոլյար դիֆուզիան և Երկրի էլեկտրահաղորդականությունը, ուսումնասիրվում են իոնոսֆերային անհամասեռությունները՝ պայմանավորված դինամո-տիրույթի շեղոք դադի շարժումով:

CIRCUMTERRANEOUS SPACE AND IONOSPHERIC
INHOMOGENEITIES

Yu. S. VARDANYAN

Taking into account the ambipolar diffusion in the upper layers of the ionosphere as well as the terrestrial conductivity, ionospheric inhomogeneities caused by the motion of neutral gas in the dynamo-domain are studied.

РЕНТГЕНИНТЕРФЕРОМЕТР С ПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ ПУЧКАМИ

М. А. НАВАСАРДЯН

Предложен и реализован рентгенинтерферометр с параллельными рентгеновскими пучками, состоящий из двух дблоков, расстояние между которыми не фиксировано (фиксировано только расстояние внутри их). Это обеспечивает заменяемость одного дблока интерферометра другим аналогичным дблоком из этого же или из другого материала и дает возможность также делать заменяемую часть из одноблочной пластинки.

После описания Бонзом и Хартом первого рентгеновского интерферометра [1] ими и другими авторами были предложены и реализованы различные новые схемы рентгенинтерферометров [2—8]. Во всех этих схемах, кроме схем, описанных в работах [5, 7], геометрия, а также расстояние между блоками интерферометров были жестко фиксированы. Это обстоятельство создает определенные трудности при изготовлении, а также при работе с этими приборами. Жестко фиксированное расстояние между блоками создает определенные принципиальные трудности, особенно при изучении поведения интерферирующих пучков, если бывает необходимо менять длины оптических путей этих пучков. Определенные трудности возникают также тогда, когда на пути лучей необходимо бывает поместить исследуемый образец, размеры которого превышают размеры основания самого интерферометра. Трудности становятся более значительными, когда часть интерферометра или один из его блоков необходимо бывает подвергать определенному физическому или химическому воздействию, оставляя другую его часть при этом неподвижной (неизменной).

Имея в виду вышеизложенные обстоятельства, целесообразно разработать и реализовать такие схемы рентгенинтерферометров, в которых в качестве исследуемого образца (в качестве кристалла анализатора) можно было бы применять отдельные кристаллические блоки или же упростить схему интерферометра таким образом, чтобы иметь возможность без особых трудностей заменять или перемещать только часть интерферометра, оставляя остальную его часть неизменной и неподвижной. Основные экспериментальные процедуры при таком варианте, понятно, нужно проводить с изменяемой (подвижной) частью интерферометра.

Используя некоторые особенности уже существующих схем интерферометров, в настоящей работе нами предложены и изготовлены новые варианты интерферометров, удовлетворяющие вышеизложенным требованиям, а именно, изготовлен интерферометр, работающий с помощью рентгеновских параллельных пучков. Предложенные схемы интерферометров состоят либо из двух пар параллельных блоков, дблоков (с фиксированным или нефиксированным расстоянием между ними), либо из одного двойного блока (дблока) в комбинации с толстым и единичным блоком.

Такие схемы дадут возможность, во-первых, сделать произвольным расстояние между двумя диблоками (как при жестком, так и при свободном варианте), т. е. длину работающей части пучков выбирать, исходя из требований данной задачи, и, во-вторых, второй диблок (или одиночный блок) сделать заменяемым. Предложен также упрощенный способ установления отдельных блоков в отражающее положение.

1. Интерферометр с параллельными рентгеновскими пучками с двумя диблоками

На рис. 1а представлена схема интерферометра с параллельными рентгеновскими пучками с двумя парными блоками (диблоками), на рис. 1б представлен его внешний вид. Как видно из схемы, диблоки можно поступательно перемещать, не нарушая условия Брэгга; второй диблок можно также перемещать вдоль первичного пучка (либо вдоль отраженного пучка). Направления перемещений указаны двойными стрелками.

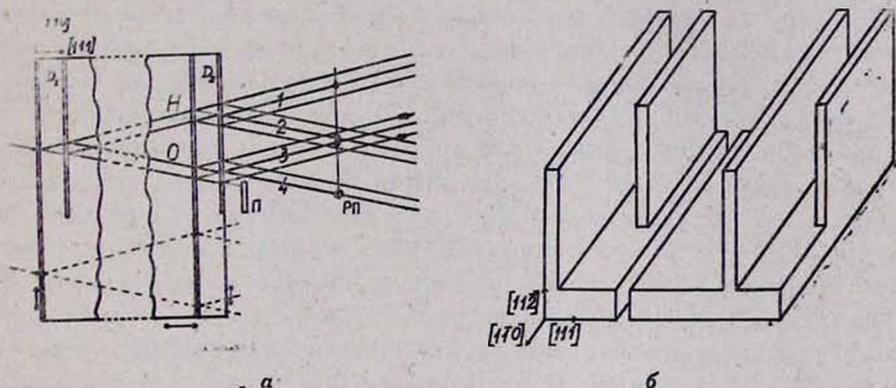


Рис. 1. а) Схема рентгенинтерферометра с параллельными пучками. Двойными стрелками указаны возможные направления поступательных перемещений диблоков во время юстировки. б) Общий вид интерферометра с двумя диблоками.

Кроме вышеуказанных перемещений для установления диблоков в отражающее положение необходимо иметь также возможность поворачивать их вокруг горизонтальных и вертикальных осей. Последние осуществляются с помощью гониометрических устройств.

Из рисунка видно, что в этой схеме при одинаковой ориентации диблоков фиксировано только внутриблочное расстояние ($D_1 = D_2$). Расстояние l между диблоками может изменяться начиная с нуля, а максимальное их расстояние практически не ограничено. Таким образом, расстояние l может быть меньше, равно и много больше внутриблочного расстояния D_1 или D_2 . Такой интерферометр будет хорошо работать и выдавать интерферирующие рефлексы (1, 2, 3, 4) в случае аномального прохождения ($\mu t \geq 10$). Если это условие не будет выполнено и, следовательно, отраженные и проходящие пучки будут сильно отличаться друг от друга по интенсивности, то одинаковой интенсивностью будут обладать только лу-

чи, составляющие компоненты пучка H (см. рис. 1а). Это означает, что при неаномальном прохождении хорошая картина получается только при наложении этих пучков в последнем блоке.

2. Интерферометр, состоящий из различных материалов

Как видно из схемы (рис. 1а), первый диблок выдает две пары параллельных пучков, которые в аномальном случае строго эквивалентны. Вторую пару блоков можно поместить на пути пучков, распространяющихся либо по направлению первичного пучка, либо по направлению отраженного пучка. Оказывается, что при наличии параллельных пучков, выдаваемых первым диблоком, возможно изготовление второго диблока из другого монокристаллического материала с отличающимся от D_1 внутриблочным расстоянием D_2 .

Рис. 2а дает возможность найти взаимосвязь между внутриблочными расстояниями D_1 и D_2 . Эта связь зависит от углов Брэгга соответствующих

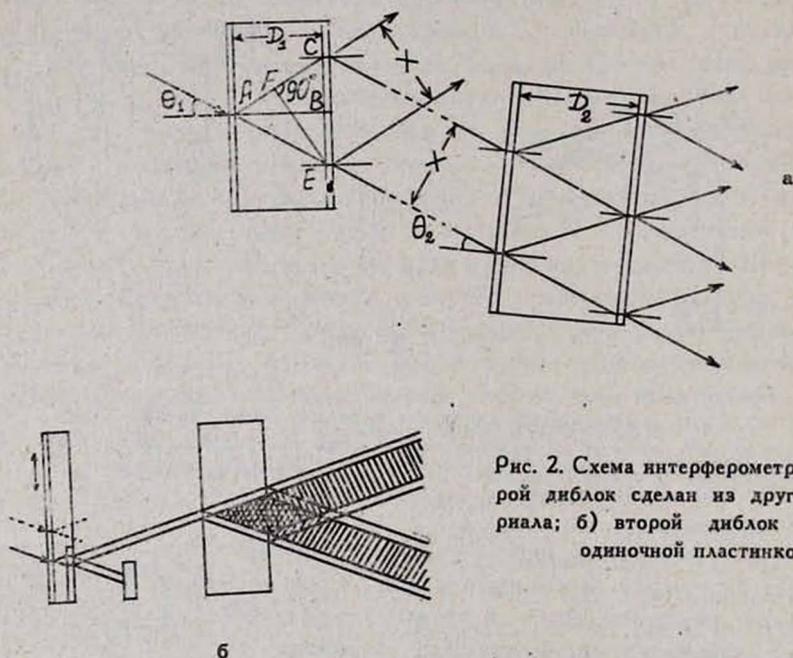


Рис. 2. Схема интерферометра: а) второй диблок сделан из другого материала; б) второй диблок является одиночной пластинкой.

отражений. Рассмотрим случай, когда отражающие атомные плоскости перпендикулярны к поверхности блоков. Преломление пучка при его прохождении сквозь кристалл не будем учитывать, так как оно не будет влиять на конечный результат.

Из треугольников ABE и CEF (рис. 2а) соответственно имеем $BE = D_1 \operatorname{tg} \theta_1$, $X = CE \cos \theta_1$, следовательно, $X = 2D_1 \sin \theta_1$.

Ясно, что пучки с расстоянием X между ними будут перекрываться во втором блоке второго диблока, если будет выполнено аналогичное условие, т. е. $X = 2D_2 \sin \theta_2$, откуда следует, что $2D_1 \sin \theta_1 = 2D_2 \sin \theta_2$ или

$$D_1 \sin \theta_1 = D_2 \sin \theta_2; \quad (1)$$

здесь D_2 есть расстояние между блоками внутри второго диблока, а θ_2 —угол Брэгга для нужного семейства атомных плоскостей этого же диблока. Имея в виду условие Брэгга $2d \sin \theta = n\lambda$, при $n=1$ вместо (1) получим $D_1/d_1 = D_2/d_2$, где d_1 и d_2 — межплоскостные расстояния отражающих атомных плоскостей соответственно первого и второго диблоков.

Таким образом, если известны внутриблочное расстояние неподвижного (первого) диблока, а также межплоскостные расстояния семейств плоскостей, от которых должно происходить отражение подвижного и неподвижного диблоков (т. е. известны углы Брэгга θ_1 и θ_2 или d_1 и d_2), то легко посчитать расстояние D_2 между блоками второго диблока.

3. Интерферометр, состоящий из одного диблока и одного единичного блока

Другим типом интерферометра с параллельными пучками является интерферометр, в котором вторая пара блоков заменена плоским одиночным блоком, толщина которого в случае одинакового материала должна быть больше, чем внутриблочное расстояние первого диблока. Схема этого варианта показана на рис. 26. Двухблочная часть его выдает два когерентных пучка как в аномальном, так и в неаномальном режимах, так как необходимо, чтобы треугольники Бормана, образованные двумя отдельными пучками в объеме единичного блока, перекрывались. В случае экстинкционного контраста двойной блок даст два пучка с одинаковой интенсивностью в сторону отражения, поэтому единичный блок необходимо поместить на пути дифрагированного пучка. В этом случае одиночный блок также может быть изготовлен из любого кристаллического материала; толщина его при этом, как и раньше, определяется формулой (1), так что для этой толщины D_2 имеем

$$D_2 > D_1 \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} \quad \text{или} \quad D_2 > D_1 \frac{d_2}{d_1}.$$

4. Юстировка интерферометров

Так как интерферометры состоят из двух отдельных частей, то для установления их в отражающее положение, как уже говорилось выше, требуются две независимые друг от друга гониометрические головки (установка интерферометра в отражающее положение при жестко фиксированном варианте не связано с какими-либо трудностями, так как падающий пучок имеет большую угловую расходимость). Диблоки выводятся в отражающее положение с помощью дифрактометров. В данном случае это осуществляется с помощью установки УРС-50ИМ. Первый диблок устанавливается в специальную головку монохроматора, а вторая часть (второй диблок или одиночный блок) — в самодельную головку гониометра. Кроме вращательных движений вокруг горизонтальных осей как головка

монохроматора, так и головка гониометра обеспечивают также сканирование образца без нарушения условия Брэгга.

Юстировка делается в следующей последовательности. Прежде всего устанавливается в отражающее положение первый блок первого диблока (часть вторых блоков обеих диблоков с целью увеличения интенсивностей юстировочных пучков вырезана и удалена, см. рис. 1а и б). При использовании излучения $Cu K_{\alpha_1}$ первый блок толщиной 0,5 мм ($\mu t \approx 7$) пропускает anomalously проходящие пучки достаточной интенсивности.

Затем, используя излучение, распространяющееся по направлению первичного пучка и имеющее угловую расходимость в $20''$ (либо излучение, распространяющееся по направлению дифрагированного пучка), устанавливается в отражающее положение одноблочная часть второго диблока, одним словом, процедура предварительной юстировки такая же, как в двухкристальном спектрометре. После этого первый и второй диблоки без вращения поступательно перемещаются до тех пор, пока первичный пучок не начнет проходить через первый диблок, а второй диблок не перекроет два параллельных пучка, идущих от первого диблока.

Понятно, что при этом от первого диблока получатся две пары параллельных пучков, распространяющихся по направлению H и O , а от второго диблока будут выходить два тройных пучка, рис. 1а (если на второй диблок падает только одна пара пучков). Два из этих шести пучков — 1 и 2 или 3 и 4 — являются интерферирующими, т. е. на них будут видны полосы интерференции.

Интерференционная картина, полученная от интерферометра с параллельными пучками, показана на рис. 3. Рентгенпленка пересекает пучки

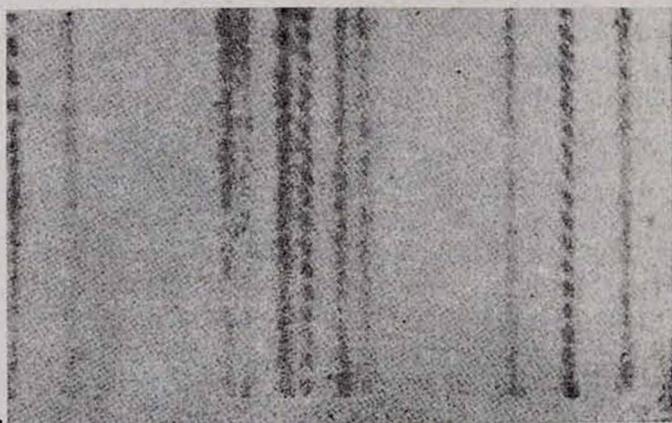


Рис. 3. Интерференционная картина, полученная от предложенного интерферометра, изготовленного из Si .

в том месте, где интерферирующие и расходящиеся пучки 2 и 3 все еще не пересеклись, поэтому пучки с одинаковой интерференционной картиной находятся по разные стороны рисунка (правая и левая).

Детальное рассмотрение картин интерференции показывает, что в данном случае на картину влияет второй диблок, так как обе пары пучков, распространяющиеся по направлению H и O , выходили из одних и тех же точек, и если интерференционные картины имеют различные формы, то это обусловлено вторым диблоком.

Такие интерферометры будут хорошо работать при использовании в качестве источника излучения синхротронного излучения, так как это излучение имеет малую угловую расходимость и после прохождения первого диблока параллельные пучки будут мало ослабляться.

Интерферометр с такими изолированными частями имеет еще и то преимущество, что его отдельные части можно термически изолировать как друг от друга, так и от исследуемого образца, когда образец помещен не внутри диблоков, а между диблоками. Поскольку оптическую длину пучков можно сделать сколь угодно большой, то с помощью такого интерферометра можно исследовать и газообразные среды.

В заключение приношу свою искреннюю благодарность проф. П. А. Безирганяну за обсуждение полученных результатов и ценные советы.

Ереванский физический
институт

Поступила 5. VI. 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. U. Bonse, M. Hart. Appl. Phys. Lett., 6, 155 (1965).
2. U. Bonse, M. Hart. Appl. Phys. Lett., 7, 99 (1965).
3. U. Bonse, M. Hart. Z. Phys., 194, 1 (1966).
4. U. Bonse, M. Hart. Z. Phys., 193, 455 (1966).
5. U. Bonse, E. te Kaut. Z. Phys., 214, 16 (1968).
6. U. Bonse, M. Hart. Acta Cryst., A24, 240 (1968).
7. R. D. Deslattes. Appl. Phys. Lett., 15, 386 (1969).
8. Փ. Օ. Զիրամджян, К. Г. Труни, П. А. Безирганян. ДАН АрмССР, 56, 15 (1973).

ՉՈՒԳԱՀԵՌ ՓՆՋԵՐՈՎ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԻՆՏԵՐՖԵՐՈՄԵՏՐ

Մ. Ա. ՆԱՎԱՍԱՐԴՅԱՆ

Առաջարկված և իրականացված է զուգահեռ լինողով ունեղենյան ինտերֆերոմետր, որը կազմված է երկու իրարից անկախ շարժվող միաբյուրեղային զուգահեռ երկթիթեղների համակարգից: Ներկայացված ինտերֆերոմետրում մի երկթիթեղը կարելի է փոխարինել նույնանմանով կամ, որոշակի պայմանների դեպքում, այլ բյուրեղական նյութից պատրաստված երկթիթեղով, կամ մեկ եզակի թիթեղով: Ինտերֆերոմետրը կարելի է օգտագործել բացի պինդ և հեղուկ մարմինների ուսումնասիրությունից նաև գազային և պլազմային միջավայրերի ուսումնասիրման համար, ինտերֆերոմետրի մասերի լրիվ շերտային մեկուսացման պայմաններում:

AN X-RAY INTERFEROMETER WITH PARALLEL BEAMS

M. A. NAVASARDYAN

An X-ray interferometer consisting of two similar diblocks with changeable separation is proposed and constructed. Such a design allows one to prepare diblocks from different crystalline materials and even to use a single crystalline plate instead of the second diblock.

ВЛИЯНИЕ СОДЕРЖАНИЯ НЕКОНТРОЛИРУЕМЫХ ПРИМЕСЕЙ НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА TiO_2

А. Г. САРКИСЯН, В. М. АРАКЕЛЯН, Ж. Р. ПАНОСЯН,
В. А. МЕДИКСЕТИАН, Р. С. ВАРТАНЯН, А. А. ПОГОСЯН

Рассматривается влияние режимов термообработки (восстановления) фотоэлектродов, изготовленных из разных марок TiO_2 , на эффективность преобразования солнечной энергии методом фотолиза воды, а также содержания неконтролируемых примесей на электрофизические и фотоэлектрохимические свойства поликристаллического TiO_2 .

Широкое применение, которое получила двуокись титана в установках фотолиза воды в качестве фотоанода, делает необходимым детальное изучение ее электрофизических, фотоэлектрических, оптических и фотоэлектрохимических свойств. Если в ранних работах [1—3] в основном изучались электрофизические свойства TiO_2 , то в последнее время интенсивно исследуются ее фотоэлектрохимические свойства [4—8].

Ряд работ [9—11] посвящен исследованию влияния легирующих добавок в TiO_2 на ее свойства. Настоящая работа имеет целью исследовать влияние неконтролируемых примесей на электрофизические и фотоэлектрохимические свойства TiO_2 . Рассматривается также влияние режимов термообработки (восстановления) фотоэлектродов, изготовленных из разных марок TiO_2 , на эффективность преобразования солнечной энергии методом фотолиза воды. С этой целью были изготовлены образцы из четырех разных марок.

Образцы для исследований изготовлялись методом спекания. Спрессованные брикеты из порошка TiO_2 помещались в камеру высокотемпературной печи, обеспечивающей вакуум до $8 \cdot 10^{-3}$ Па. После откачки камера наполнялась чистым гелием. Синтез проводился при постоянном давлении в камере $1,16 \cdot 10^5$ Па. В указанных условиях спекание образцов проводилось при разных температурах (от 1100 до 1550°C) в течение 5 часов. При более низких температурах синтеза получить компактные образцы не удалось. Во избежание трещин и механических напряжений повышение и понижение температуры осуществлялось равномерно в течение 3 часов.

Полученные образцы имели равномерную окраску как на поверхности, так и в объеме, причем с повышением температуры восстановления цвет образцов изменялся от светло-серого до темно-черного. Все образцы имели электронную проводимость. С изменением температуры синтеза изменялась степень восстановления TiO_2 . Полученные таким образом образцы содержали не только разные количества неконтролируемых примесей, но и разные концентрации кислородных вакансий в анионной подрешетке.

Исследовалась электропроводность полученных образцов в зависимости от температуры восстановления и от марки TiO_2 . Результаты исследования приведены в табл. 1.

Электропроводность исследуемых образцов (всех марок) в зависимости от температуры синтеза изменяется более чем на порядок, причем с увеличением температуры удельная электропроводность растет, что связано с увеличением концентрации кислородных вакансий в анионной подрешетке рутила, являющихся источником зонных электронов. В зависимости от содержания неконтролируемых примесей в TiO_2 (от марки) электропроводность изменяется всего лишь в два раза.

В табл. 1 приводятся также результаты измерений эффекта Холла и диэлектрической проницаемости. Диэлектрическая проницаемость исходной TiO_2 уменьшается с увеличением содержания в ней количества неконтролируемых примесей. Так как аномально высокое значение диэлектрической проницаемости рутила обусловлено особым расположением атомов Ti и кислорода, то любые нарушения в структуре рутила, естественно, приводят к уменьшению диэлектрической проницаемости.

Наблюдается зависимость подвижности носителей от температуры восстановления и от марки исходной TiO_2 . Увеличение температуры восстановления, сопровождающееся увеличением числа кислородных вакансий, приводит к уменьшению подвижности носителей за счет увеличения рассеяния. По той же причине (за счет увеличения рассеяния на примесных атомах) подвижность носителей уменьшается также с ростом неконтролируемых примесей в TiO_2 .

Исследование температурной зависимости удельной электропроводности проводилось в температурном интервале 125—500°K (рис. 1). Все ис-

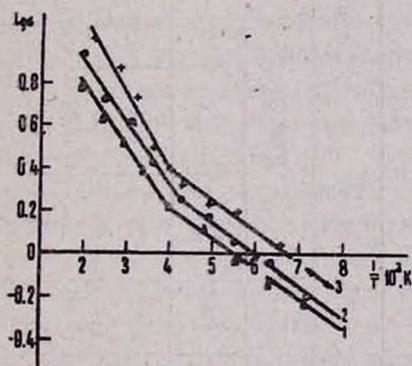


Рис. 1. Температурная зависимость удельной электропроводности: 1) ЧДА; 2) ОСЧ; 3) Ч.

следованные нами образцы обладали положительным температурным коэффициентом удельной электропроводности, описываемым формулой

$$\sigma = A \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right).$$

Наблюдаемая на опыте прямолинейная зависимость $\lg \sigma$ от $1/T$ свидетельствует о том, что предэкспоненциальная постоянная в рассматриваемом интервале температур практически не зависит от температуры. Это

Таблица 1

Марка	n	Температура синтеза														
		1100°C			1200°C			1300°C			1400°C			1550°C		
		σ Ом ⁻¹ см ⁻¹	μ см ² /В. с	ρ см ⁻³	σ Ом ⁻¹ см ⁻¹	μ см ² /В. с	ρ см ⁻³	σ Ом ⁻¹ см ⁻¹	μ см ² /В. с	ρ см ⁻³	σ Ом ⁻¹ см ⁻¹	μ см ² /В. с	ρ см ⁻³	σ Ом ⁻¹ см ⁻¹	μ см ² /В. с	ρ см ⁻³
ОСЧ	100	0,2	2,5	$5 \cdot 10^{17}$	0,71	2,2	$2 \cdot 10^{18}$	1,52	2,1	$4 \cdot 10^{18}$	2,1	1,8	$7,2 \cdot 10^{18}$	3,68	0,9	$2,6 \cdot 10^{19}$
ЧДА	108	0,1	3,2	$1,9 \cdot 10^{17}$	0,16	3,0	$3 \cdot 10^{17}$	0,26	2,9	$5 \cdot 10^{17}$	1,2	2,3	$3,2 \cdot 10^{18}$	3,34	1,7	$1,25 \cdot 10^{19}$
Ч	80	0,3	0,6	$3 \cdot 10^{18}$	1,3	0,5	$1,6 \cdot 10^{19}$	—	0,4	—	2,3	0,2	$7,1 \cdot 10^{19}$	2,99	0,1	$1,8 \cdot 10^{20}$
Спец.	70	0,4	0,4	$6,2 \cdot 10^{18}$	1,5	0,3	$3 \cdot 10^{19}$	2,3	0,3	$4,7 \cdot 10^{19}$	3,6	0,2	$1,1 \cdot 10^{20}$	5,89	0,1	$3,3 \cdot 10^{20}$

Таблица 2

Марка	Температура синтеза														
	1100°C			1200°C			1300°C			1400°C			1550°C		
	I_{Φ} мА	I_T мА	$\eta\%$	I_{Φ} мА	I_T мА	$\eta\%$	I_{Φ} мА	I_T мА	$\eta\%$	I_{Φ} мА	I_T мА	$\eta\%$	I_{Φ} мА	I_T мА	$\eta\%$
ОСЧ	40	0,9	0,85	35	0,4	0,8	36	0,15	0,46	22	0,2	0,4	22	0,18	0,29
ЧДА	46	0,3	1,2	44	0,9	1,07	37	0,6	0,82	40	0,3	0,43	30	0,2	0,24
Ч	26	0,01	0,62	20	0,05	0,04	—	—	—	20	0,12	0,13	20	0,03	0,24
Спец.	24	0,54	0,5	22	0,34	0,4	22	0,14	0,5	20	0,04	0,3	20	0,03	0,2

означает, что электронный газ не вырожден, хотя концентрация носителей составляет примерно 10^{20} см⁻³. Это обстоятельство связано с тем, что эффективная масса носителей в частично восстановленной двуокиси титана значительно превышает массу свободного электрона. Действительно, используя критерий, определяющий условие вырождения электронного газа,

$$T_0 = \frac{h^2}{2 m^* K} \left(\frac{3n}{8\pi} \right) = 4,2 \cdot 10^{-11} n^{2/3} \left(\frac{m_0}{m^*} \right)^0 \text{К}$$

и подставляя $n = 10^{20}$ см⁻³, можно убедиться, что электронный газ в рассматриваемом интервале температур все еще не вырожден, если эффективная масса носителей много больше массы свободного электрона.

Наблюдаемые наклоны кривых, выражающих зависимость $\lg \sigma$ от $1/T$, соответствуют двум различным источникам зонных электронов, так как кислородные вакансии в запрещенной зоне образуют донорные центры с разными энергиями активации. Энергии активации, рассчитанные из температурной зависимости электропроводности, изменяются от 0,07 до 0,1 эВ, и нам не удалось установить какой-либо закономерности от степени восстановления и от марки TiO_2 .

Процесс фотолиза с изготовленными фотоэлектродами исследовался в фотоэлектрохимической ячейке, описанной в работе [10]. Результаты приведены в табл. 2. Токи фотолиза, указанные в табл. 2, измерены при постоянном освещении, а КПД преобразования рассчитаны по результатам измерений непосредственно под солнцем. Ток фотолиза, а следовательно и КПД преобразования солнечной энергии, увеличивается с уменьшением температуры восстановления фотоэлектродов, что в первую очередь связано с увеличением подвижности носителей. Максимальный КПД преобразования имеют фотоэлектроды, восстановленные при 1100°C. КПД преобразования фотоэлектродов, изготовленных из TiO_2 марки «ЧДА», достигает 1,2%. Следует отметить, что подвижность носителей у этих фотоэлектродов также максимальна.

Спектральные зависимости тока фотолиза для фотоэлектродов, изготовленных при разных температурах, приведены на рис. 2. Спектральная чувствительность существенным образом зависит от температуры восстановления фотоэлектродов, обуславливающей различные количества и тип дефектов в решетке рутила.

Природа дефектов, возникающих в кристаллах рутила при их частичном восстановлении, до настоящего времени остается неясной. В принципе известно, что отклонение от стехиометрии приводит к появлению в решетке рутила кислородных вакансий или междоузельных атомов титана, а также комбинаций этих двух образований.

Спекание образцов при разных температурах приводит не только к разной степени восстановления, но и к перераспределению вышеуказанных дефектов, что, в свою очередь, может привести к изменению ширины запрещенной зоны, а следовательно, и к смещению максимума фоточувствительности электродов (рис. 2).

В стехиометрической TiO_2 металл-металл взаимодействие экранировано атомами кислорода. При ее восстановлении возникшие в анионной подрешетке кислородные вакансии значительно усиливают это взаимодействие, d -функции атомов титана хорошо перекрываются, что приводит к

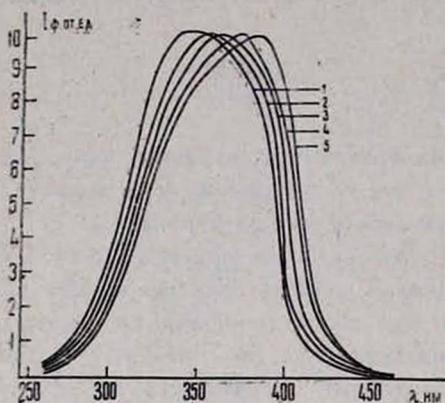


Рис. 2.

Рис. 2. Спектральная зависимость тока фотолиза фотовольтродов, восстановленных при температурах: 1) 1550°C; 2) 1400°C; 3) 1300°C; 4) 1200°C; 5) 1100°C.

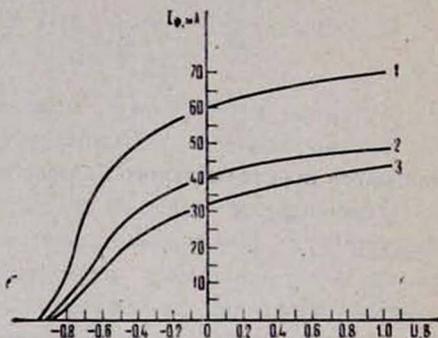


Рис. 3.

Рис. 3. Зависимость анодного фототока от потенциала: 1) ЧДА; 2) ОСЧ; 3) Спец.

расширению зоны проводимости, а следовательно, и к уменьшению ширины запрещенной зоны. Однако смещение в длинноволновую сторону максимума fotocувствительности фотовольтродов наблюдается при небольших отступлениях от стехиометрического состава. При дальнейшем увеличении степени восстановления наблюдается смещение максимума в обратную (коротковолновую) сторону (рис. 2). В этом случае, вероятно, количество вакантных анионных узлов уменьшается за счет увеличения числа междоузельных атомов титана и других образований, хотя общее количество дефектов увеличивается. Значительное отступление от стехиометрического состава может привести также к изменению симметрии решетки, что может служить главной причиной смещения максимума fotocувствительности фотовольтродов. Максимум fotocувствительности фотовольтродов, восстановленных при 1100°C, смещается до 380 нм, тогда как максимум fotocувствительности электродов, спеченных при температуре 1550°C, соответствует длине волны $\lambda = 340$ нм.

Исследована также зависимость фототока от потенциала (поляризационные кривые) фотовольтродов, изготовленных из TiO_2 разных марок (рис. 3). Потенциалы плоских зон, определенные по поляризационным кривым как потенциалы начала анодного фототока, в зависимости от марки TiO_2 изменяются от $-0,86$ до $-1В$. Чем больше отрицательный потенциал плоских зон (относительно потенциала стандартного электрода), тем эффективнее разделяются неравновесные носители, что является одной из причин повышения КПД преобразования фотовольтродов.

Таким образом, эффективность преобразования фотоэлектродов существенным образом зависит от марки и от режима термообработки TiO_2 . При их правильном выборе можно значительно повысить КПД преобразования фотоэлектродов.

Ереванский государственный
университет

Поступила 30. VII. 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. R. G. Breckenridge, W. R. Hosler. Phys. Rev., 4, 793 (1953).
2. А. К. Ивукина, Я. И. Панова. ФТТ, 9, 2857 (1964).
3. В. И. Барбанель и др. ФТТ, 2, 62 (1969).
4. А. К. Ghosh, R. B. Lauer, R. R. Addiss. Phys. Rev., 8, 4842 (1973).
5. A. Fujishima, K. Kobayakawa, K. Honda. J. Electrochem. Soc., 122, 1487 (1975).
6. A. K. Ghosh, H. P. Maruska. J. Electrochem. Soc., 10, 1516 (1977).
7. H. P. Maruska, A. K. Ghosh. Solar Energy, 20, 443 (1977).
8. J. O'M Bockris, L. Handley. Energy Conversion, 18, 1 (1978).
9. K. Mizushima et al. J. Phys. Chem. Sol., 40, 1129 (1975).
10. А. Г. Саркисян и др. Ученые записки ЕГУ, Естественные науки, 1, 63 (1979).
11. J. F. Houlhan, J. R. Hamilton. Mater. Res. Bull., 7, 915 (1979).

ՉԿԱՐԳԱՎՈՐՎՈՂ ԽԱՌՆՈՒՐԳՆԵՐԻ ՊԱՐՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ
ԱԶԳԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ TiO_2 -Ի ԷԼԵԿՏՐՈՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԵՎ
ՖՈՏՈԷԼԵԿՏՐՈՔԻՄԻԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՎՐԱ

Ա. Գ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Վ. Մ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Ժ. Ռ. ՓԱՆՈՍՅԱՆ,
Վ. Ա. ՄԵԼԻԿՍԵՏՅԱՆ, Ռ. Ս. ՎԱՐԳԱՆՅԱՆ, Ա. Ա. ՊՈՂՈՍՅԱՆ

Հետազոտված է TiO_2 -ի էլեկտրաֆիզիկական և ֆոտոէլեկտրաքիմիական հատկությունները կախված մակերևույթից և ջերմամշակման սեփմից: Գտնված է ջերմամշակման օպտիմալ սեփմը, որը ապահովում է ուստիլե ֆոտոէլեկտրոդների միջոցով փոխակերպման մեծ (1,2%) օրդ:

THE INFLUENCE OF UNCONTROLLED IMPURITIES ON ELECTROPHYSICAL AND PHOTOELECTROCHEMICAL PROPERTIES OF TiO_2

A. G. SARKISYAN, V. M. ARAKELYAN, J. R. PANOSSYAN,
V. A. MELIKSETYAN, R. S. VARTANYAN, A. A. POGOSYAN

Electrophysical and photoelectrochemical properties of TiO_2 are investigated depending on its sort and the regimes of heat treatment. The optimal regimes of heat treatment providing high efficiency (1.2%) of solar radiation conversion with rutile photoelectrodes are obtained.

ИЗМЕНЕНИЯ ХАРАКТЕРА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МИКРОДЕФЕКТОВ В БЕЗДИСЛОКАЦИОННОМ КРЕМНИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПОТОКА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ

С. А. ШАБОЯН, С. Г. ДОЛМАЗЯН, Г. А. ПОГОСОВ

Исследовано влияние облучения тепловыми нейтронами и последующей термообработки на характер распределения и размеры микродефектов в бездислокационном кремнии, выращенном методом зонной плавки. Установлено, что изменения характера распределения микродефектов под действием облучения и последующего отжига определяются типом дефектов, содержащихся в исходном материале.

Изыскание методов получения Si с минимальным разбросом электрофизических параметров привело к созданию радиационного способа легирования кремния [1, 2]. Исследование электрофизических свойств такого материала показало высокую степень однородности в распределении электрофизических параметров [3—7] и его перспективность при изготовлении полупроводниковых приборов [8, 9].

В предлагаемой работе приводятся результаты исследований влияния облучения тепловыми нейтронами и последующей термообработки (последняя необходима для отжига радиационных дефектов) на характер распределения микродефектов в бездислокационном (БД) монокристаллическом кремнии.

В качестве исходного материала, предназначенного для радиационного легирования, использовался БД кремний высокой степени чистоты, выращенный методом зонной плавки в направлении $\langle 111 \rangle$. Образец № 1 был выращен в атмосфере аргона, а образцы № 2 и № 3 — в среде аргона с водородом (7÷8%). Облучение проводилось тепловыми нейтронами с $\Phi = 18 \text{ н/см}^2$, продолжительность облучения не превышала 6 часов. После облучения образцы отжигались в течение 1 часа при температуре $t = 900^\circ\text{C}$.

Рентгенотопографические исследования дефектной структуры образцов проводились методом Ланга с использованием излучения MoK_α . Образцы кремния предварительно декорировались медью (последнее было обусловлено необходимостью усиления полей напряжений микродефектов, что делало возможным их выявление рентгеновским топографированием) [10]. Декорирование осуществлялось при температуре 900°C в протоке аргона [11]. Продолжительность термообработки при декорировании не превышала 1 час. После декорирования образцы механически шлифовались и обрабатывались в стандартном полирующем растворе. Толщина исследуемых образцов составляла 300—400 мкм. Рентгеновские топограммы снимались от образцов кремния до и после легирования, а также после термообработки.

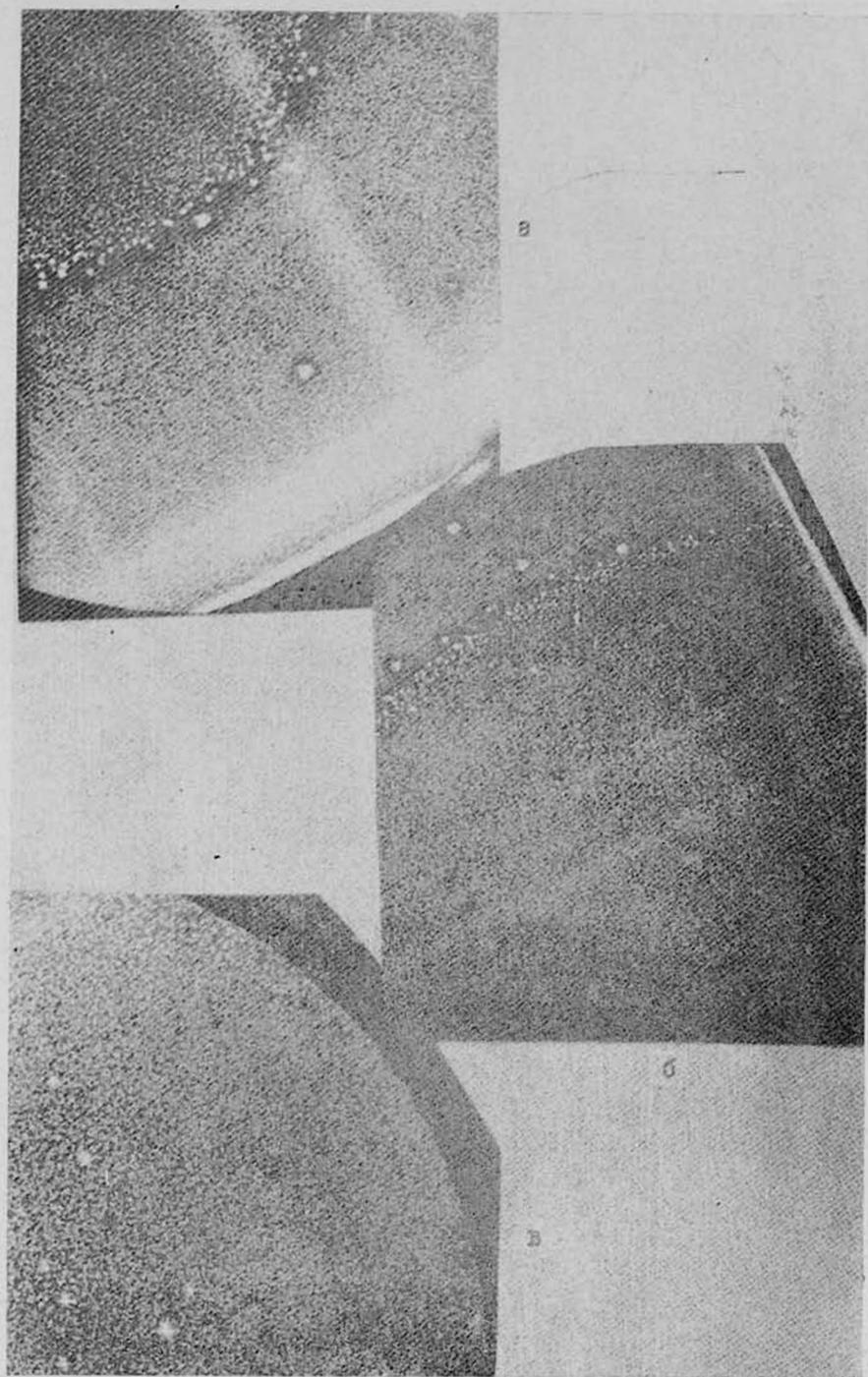


Рис. 1. Топограммы исходных образцов БД кремния (а — № 1, б — № 2, в — № 3). Декорирование Си, контраст негативный, отражение (220).

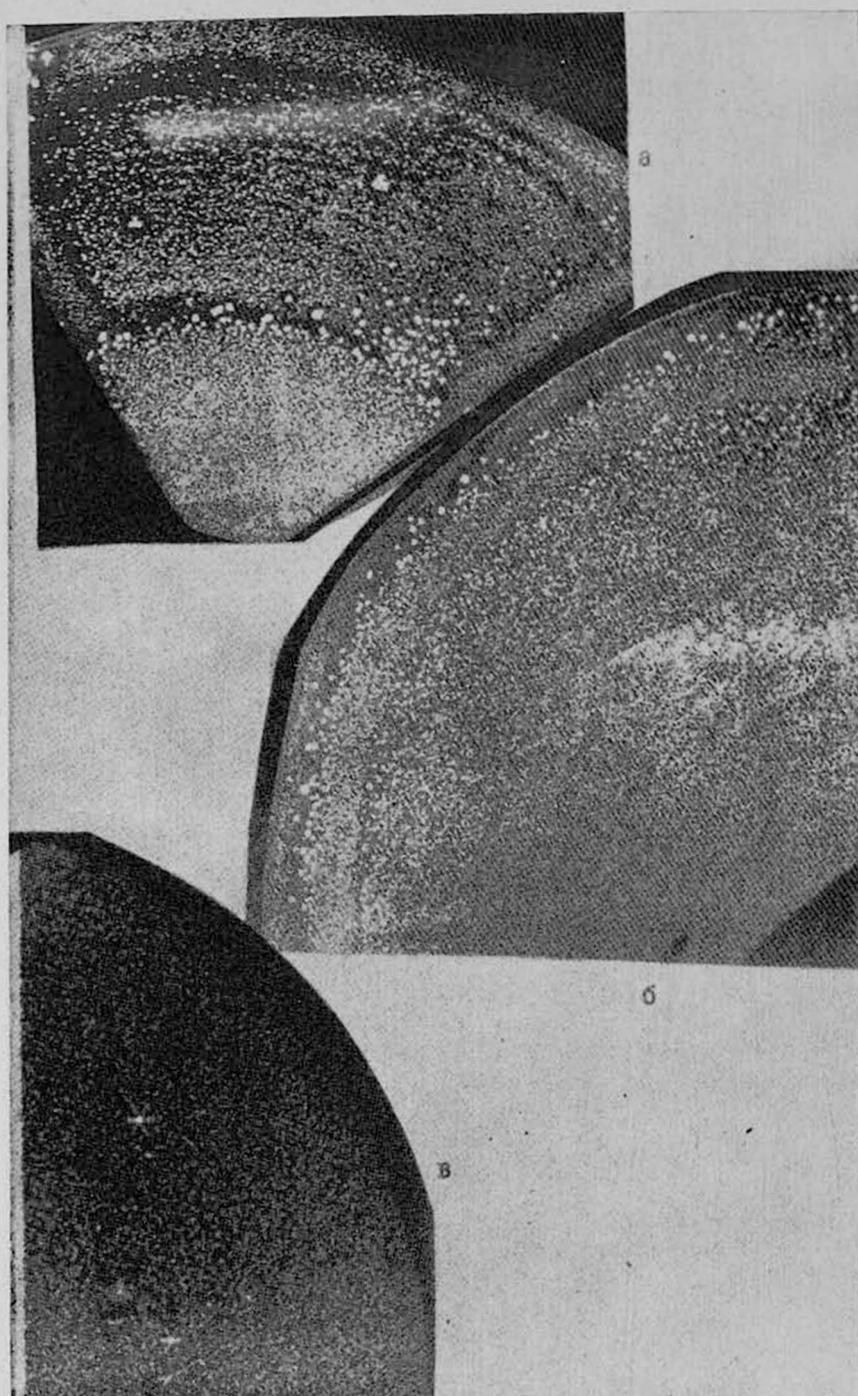


Рис. 2. Топограммы образцов после радиационного легирования (а — № 1, б — № 2, в — № 3). Декорирование Si , контраст негативный, отражение (220)

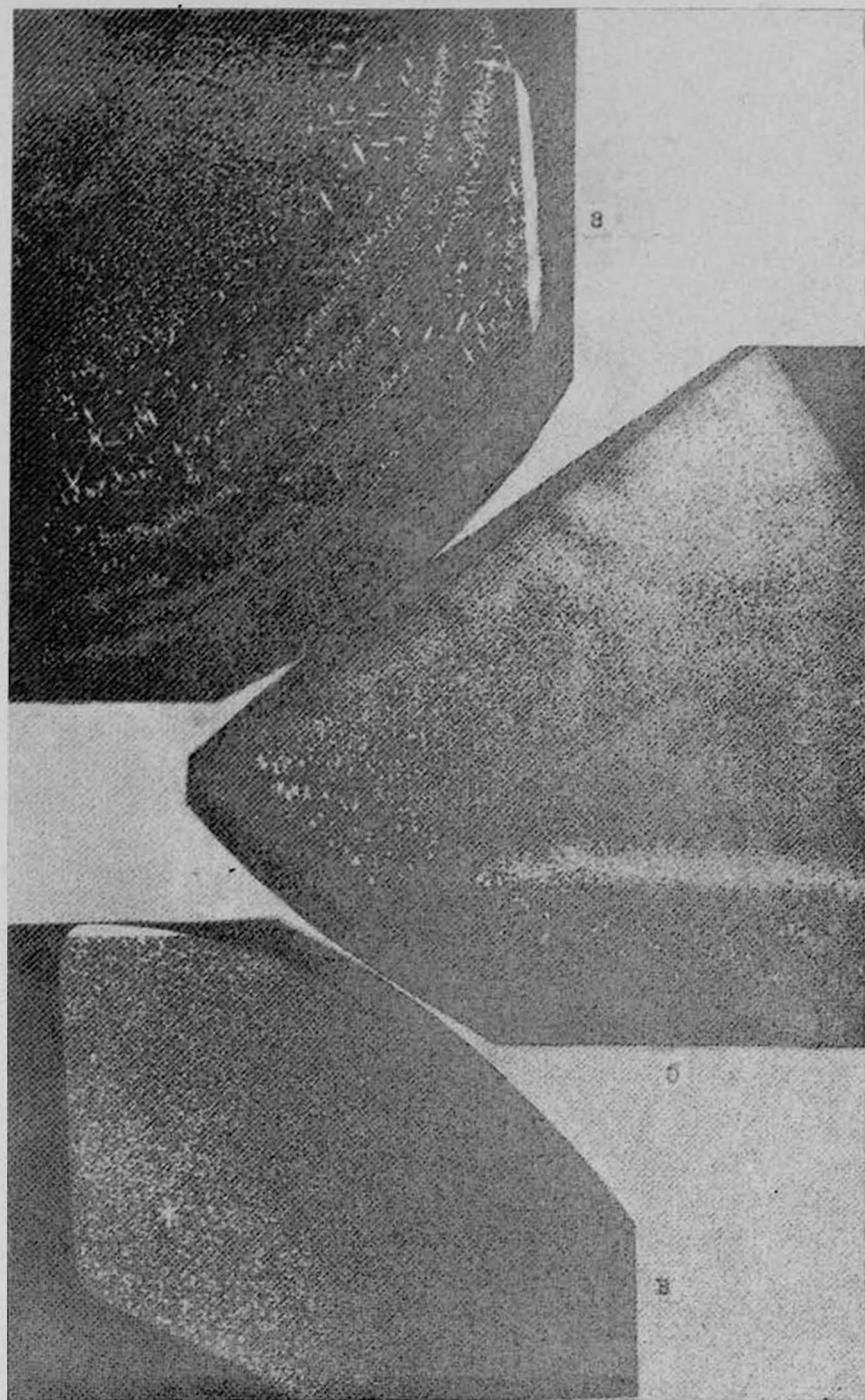


Рис. 3. Топограммы образцов после термобработки (а — № 1, б — № 2, в — № 3). Декорирование Si , контраст негативный, отражение (220).

На топограммах исходных образцов (рис. 1) были выявлены контрасты, соответствующие выделениям меди на микродефектах. Причем на топограммах, полученных от образцов № 1 и № 2, в распределении микродефектов наблюдается «кольцо», свободное от выделений (рис. 1, а и б). Расположение этого «кольца» на шайбах различное. В случае образцов из первого слитка «кольцо» находится в центральной области, тогда как на шайбах из второго слитка оно расположено по периферии пластин. Следует отметить, что размеры выделений за «кольцом» больше, чем до него, а концентрация мелких дефектов больше крупных. В областях вне «кольца» распределение дефектов однородное.

Топограмма шайбы из слитка № 3 выявила наличие дефектов одинакового размера с распределением, характеризующимся высокой степенью однородности. При этом размеры выделений приблизительно имеют такую же величину, как в областях за «кольцом» на шайбах, вырезанных из слитков № 1 и № 2.

Топограммы, полученные после облучения, показали, что в характере распределения микродефектов в образцах № 1 и № 2 произошли изменения. В частности, распределение дефектов до области «кольца» для образца № 1 стало слоистым. Здесь отчетливо видны области, свободные от выделений меди (рис. 2а), в центральной же области шайб распределение дефектов осталось без изменения.

Незначительное расслоение в распределении дефектов также в области до «кольца» произошло и в случае образца № 2 (рис. 2б). Характер распределения дефектов для образца № 3 остался таким же, как на исходной шайбе (рис. 2в).

После отжига распределение дефектов в образце № 1 существенным образом изменилось (рис. 3а). Здесь до «кольца» резко уменьшилась концентрация дефектов и появились широкие зоны, свободные от мелких выделений меди. Помимо этого возникли протяженные включения в виде полос и звезд. В центральной же части кристалла в распределении дефектов произошло незначительное расслоение. Аналогичные изменения произошли и в случае образца № 2 (рис. 3б). Распределение дефектов и их размеры для образца № 3 остались такими же, как на исходной шайбе (рис. 3в).

Анализируя полученные данные, можно предположить, что контрасты, выявленные на топограммах, обусловлены выделениями меди на микродефектах двух типов. Последние, как видно из топограмм, различаются не только размерами, но и концентрациями. Следует отметить, что диффузия Si в исходные образцы осуществлялась одновременно.

Согласно принятой классификации, в БД монокристаллах имеются микродефекты А- и Б-типов. Эти дефекты отличаются друг от друга не только своими размерами, но и характером распределения в объеме материала. Крупным А-дефектам присуще слоистое распределение, которое в поперечном сечении проявляется в виде т. н. «свирлов». Для мелких — Б-дефектов распределение характеризуется высокой степенью однородности [10].

Сопоставляя описанное выше с полученными результатами, можно считать, что в исследуемых образцах А-дефекты отсутствуют. Наличие же мелких и относительно крупных микродефектов, характеризующихся однородным распределением, можно объяснить тем, что более крупные контрасты, по-видимому, соответствуют выделениям меди на Б-дефектах, а мелкие — или на зародышах Б-дефектов [12], или на микродефектах, не вошедших в известную классификацию [10]. В пользу сделанного предположения свидетельствует то обстоятельство, что после облучения и термообработки мелкие дефекты трансформируются, их концентрация изменяется, а распределение из однородного становится слоистым. В то же время более крупные, очевидно, Б-дефекты, расположенные в областях за «кольцом» на образцах из слитков № 1 и № 2, а также микродефекты образца № 3, отличаются стабильностью в характере распределения и размерах под воздействием радиации и термообработки. Различное поведение дефектов позволяет предположить и различие в природе самих дефектов.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность В. А. Харченко за предоставленные образцы.

Поступила 5. VI. 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Lark-Horovitz. *Semiconducting Materials*, Proc. Conf. Univ. Reading, 47, London, Butterworths, 1951.
2. M. Tapenbaum, A. D. Mills. *J. Electrochem. Soc.*, 108, 171 (1961).
3. В. А. Харченко, С. П. Соловьев. *ФТП*, 5, 1641 (1971).
4. В. А. Харченко, С. П. Соловьев. *Изв. АН СССР, Неорг. матер.*, 7, 2137 (1971).
5. В. А. Харченко и др. *Изв. АН СССР, Неорг. матер.*, 7, 2142 (1971).
6. В. Н. Мордкович и др. *ФТП*, 8, 210 (1974).
7. Л. Ф. Копорова и др. *ФТП*, 10, 2036 (1977).
8. Л. Н. Афонин и др. *Электронная промышленность*, № 6, 121 (1976).
9. Л. Н. Афонин, Е. Э. Мазель. *Сб. Микроэлектроника и полупроводниковые приборы*, Изд. Советское радио, М., 1978, № 3, стр. 133.
10. J. R. de Kock. *Philips Res. Rept. Suppl.*, № 1 (1973).
11. T. F. Cizek. *Semiconductor Silicon*, Eds. H. R. Hutt and R. R. Burgess (Electrochem. Soc., Chicago), 1973, p. 150.
12. H. Full, U. Goselle, B. O. Kolbesen. *J. Cryst. Growth*, 40, 90 (1977).

ՈՉ ԴԻՄԼՈՎԱՑԻՈՆ ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԱՅԻՆ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ՄԻԿՐՈԳԵՑԵԿՆԵՐԻ ԲԱՇԽՄԱՆ ԲՆՈՒՅԹԻ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ՋԵՐՄԱՅԻՆ ՆԵՅՏՐՈՆՆԵՐԻ ՀՈՍՔԻ ՆԵՐԳՈՐԾՈՒԹՅԱՆ ՏԱԿ

Ս. Ա. ՇԱՐՈՅԱՆ, Ս. Գ. ԴՈՒՄՍՋՅԱՆ, Գ. Ա. ՊՈՂՈՍՈՎ

Հետազոտված է զոնային հալման եղանակով աճեցված ոչ դիսլոկացիոն սիլիցիումային բյուրեղներում ջերմային նեյտրոններով ճառագայթման և հետագա ջերմամշակման ազդեցությանը միկրոգեցեկոսների լախսերի և նրանց բաշխման բնույթի վրա: Հաստատված է, որ ճառագայթման և հետագա ջերմամշակման ազդեցության ներքո միկրոգեցեկոսների բաշխման բնույթի փոփոխությունները որոշվում են ելակետային նյութում պարունակվող դեֆեկտների տարատեսակով:

THE CHANGE OF MICRODEFECTS DISTRIBUTION
CHARACTER IN DISLOCATION-FREE SILICON UNDER
THE INFLUENCE OF THERMAL NEUTRONS FLUX

S. A. SHABOYAN, S. G. DOLMAZYAN, G. A. POGOSOV

The influences of thermal neutron irradiation and following heat treatment on the distribution character and the size of the microdefects in float-zoned dislocation-free silicon have been investigated. It was established, that the change of microdefects distribution character under the influence of irradiation and following annealing was determined by the type of defects in the initial material.

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ МАЛЫХ УГЛАХ ВЛЕТА
В КРИСТАЛЛ АЛМАЗАА. О. АГАНЬЯНЦ, Ю. А. ВАРТАНОВ, Г. А. ВАРТАПЕТЯН,
В. Я. ЯРАЛОВ

Движение ультрарелятивистских электронов под малыми углами к атомным плоскостям или осям сопровождается интенсивным излучением фотонов низких энергий [1—6]. Исследование этого излучения представляет интерес для выявления механизма взаимодействия электронов высоких энергий с кристаллическими структурами.

Предварительные результаты спектральных и ориентационных зависимостей указанного излучения в кристалле алмаза были опубликованы в работе [2]. В настоящей работе представлены более полные и уточненные экспериментальные данные.

Эксперимент был выполнен на внутреннем пучке Ереванского синхротрона с энергией электронов 4,7 ГэВ с расходимостью пучка $\sim 10^{-4}$ рад. В качестве мишени был использован монокристалл алмаза с толщиной 100 мкм вдоль направления падающего пучка. Ориентация кристалла производилась гониометрическим устройством с точностью $4,5 \cdot 10^{-5}$ рад. Измерения проводились в условиях, когда пучок электронов влетал в кристалл вдоль направления оси $\langle 100 \rangle$ и параллельно плоскости (110). γ -пучок формировался коллиматором $1,2 \times 1,2$ мм², расположенным на расстоянии 10 м от алмазной мишени.

Измерения энергии фотонов производились с помощью парного магнитного γ -спектрометра. В качестве детектирующей системы γ -спектрометра использовались два сцинтилляционных счетчика, включенных на совпадение. Разрешение спектрометра было порядка 20%. Уровень фона случайных совпадений не превышал $\sim 15\%$ при максимальном числе отсчетов спектрометра. Относительное мониторирующее число прохождений электронов через алмаз производилось на основе высокоэнергетической части тормозного спектра по вторичным γ -квантам с $E_\gamma \geq 1$ ГэВ черенковским счетчиком полного поглощения, показания которого затем корректировались при помощи датчика тока электронов, циркулирующих в ускорителе.

На рис. 1а и б изображены энергетические зависимости выхода γ -квантов при осевой $\langle 100 \rangle$ и плоскостной (110) ориентациях кристалла, представленные в виде отношения к соответствующему выходу γ -квантов от разориентированного кристалла.

Рис. 2 (а, б, в) демонстрирует зависимость выхода γ -квантов с фиксированной энергией от угла влета электронов относительно плоскости (110),

рис. 2 (з, д) — относительно оси $\langle 100 \rangle$ и рис. 2 е — ориентационную зависимость по отношению к плоскости (110) полного выхода энергии γ -квантов, измеренного при помощи квантометра Вильсона. Приведенные на ри-

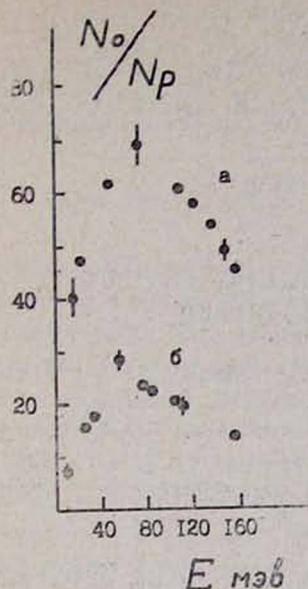


Рис. 1.

Рис. 1. Отношение выхода N_0 γ -квантов при угле влета $\psi = 0$ пучка электронов к выходу N_p от разориентированной мишени: а — ось $\langle 100 \rangle$; б — плоскость (110).

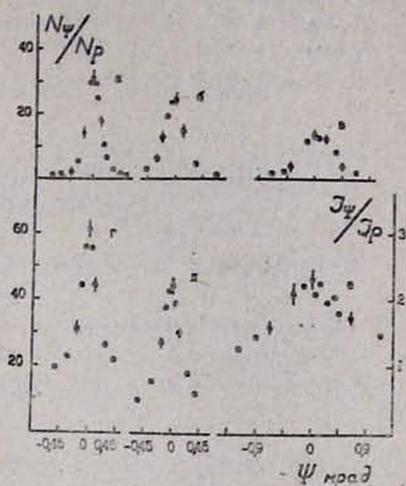


Рис. 2.

Рис. 2. Зависимость отношения N_ψ выхода γ -квантов при изменении угла влета электронов ψ к выходу N_p от разориентированной мишени относительно плоскости (110) при фиксированных значениях энергии γ -квантов: а ~ 56 МэВ, б ~ 105 МэВ, в ~ 157 МэВ; е — соответствующее отношение J_ψ/J_p для выходов полной энергии γ -квантов; относительно оси $\langle 100 \rangle$: г ~ 87 МэВ, д ~ 157 МэВ.

сунках ошибки являются статистическими. Последнее обстоятельство связано с тем, что на представленных рисунках всюду приводятся только отношения величин.

Как видно из рис. 2 (а, б, в), при указанных энергиях кривые не расщепляются, как это имеет место при когерентном излучении фотонов в том же кристалле с энергией $E_\gamma \sim 1 \div 2$ ГэВ. Однако расширение кривой угловой зависимости наблюдается явно. В случае оси, рис. 2 (з, д), это расширение отсутствует. На основе этих наблюдений можно сделать вывод, что в диапазоне энергий γ -квантов $20 \div 160$ МэВ во всех случаях центральная угловая область $0 \div 0,1$ мрад вносит заметный вклад в излучение, а в случае оси вклад этой области доминирует. Это утверждение подкрепляется данными спектральных зависимостей (рис. 1).

Авторы благодарят Р. О. Авакяна за предоставление гониометра и А. Ц. Амагуни за интерес к работе.

Ереванский физический институт

Поступила 4. II. 1981

217

ЛИТЕРАТУРА

1. А. О. Аганьянц и др. Препринт ЕФИ 312 (37)—78, 1978.
А. О. Аганьянц. Препринт ЕФИ 313 (38)—78, 1978.
2. А. О. Аганьянц и др. Письма ЖЭТФ, 29, 554 (1979).
3. С. А. Воробьев и др. Письма ЖЭТФ, 29, 414 (1979).
Ю. А. Адищев и др. Письма ЖТФ, 5, 1300 (1979).
4. В. И. Витко и др. Письма ЖТФ, 5, 1291 (1979).
5. Г. Л. Бочек и др. Вопросы атомной науки и техники, сер. Техника физического эксперимента, вып. 2 (4), 44 (1979).
6. R. L. Swent et al. Phys. Rev. Lett., 43, 1723 (1979).

ԱՂՄԱՍՏԻ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՎՐԱ ՓՈՔՐ ԱՆԿՑԱՆ ՏԱԿ ԸՆԿՆՈՂ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԺԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ

Ա. Հ. ԱԳԱՆՅԱՆՑ, ՅՈՒ. Ա. ՎԱՐԴԱՆՈՎ, Հ. Հ. ՎԱՐԴԱՊԵՏՅԱՆ, Վ. ՅԱ. ԿԱՐԱՎՈՎ

Բերված են փոքր էներգիաների տիրույթում էլեկտրոնների ճառագայթման բաշխումները, ինչպես նաև որոշակի էներգիաների ֆոտոնների կլիկ կախումը արմատի բյուրեղի առանցքի և հարթության նկատմամբ 4,7 ԳԵՎ էներգիա ունեցող էլեկտրոնների անկման անկյունից:

RADIATION FROM ELECTRONS AT SMALL ANGLES OF INCIDENCE AT A DIAMOND CRYSTAL

A. O. AGANYANTS, Yu. A. VARTANOV, G. A. VARTAPETYAN,
V. Ya. YARALOV

Radiation spectra of electrons in low energy range as well as the dependences of fixed energy γ -quanta yield on the angle of 4.7 GeV electrons incidence with respect to the axis and the plane of a diamond crystal are given.

РАССЕЯНИЕ ЦУГА ПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ НА ХАОТИЧЕСКИ ВКРАПЛЕННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ В РУБИНЕ

М. М. ГРИГОРЯН, А. С. НИКОГОСЯН, П. С. ПОГОСЯН

В последнее время в литературе появился целый ряд работ, посвященных рассеянию лазерного излучения на поглощающих включениях в прозрачных кристаллах (см., например, [1—6]). В этих работах особенно подробно исследовалось нелинейное рассеяние импульсов наносекундной длительности в кристаллах сапфира и рубина.

Интерес к этой проблеме в первую очередь связан с возможностью определения лучистой прочности и выяснения механизма разрушения твердых лазерных материалов. С этой точки зрения особый интерес представляет изучение рассеяния импульсов субнаносекундной и пикосекундной длительностей. В настоящем сообщении приводятся экспериментальные результаты рассеяния цуга пикосекундных импульсов в рубине.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. В генераторе использовался стержень из неодимового стекла с размерами $12 \times$

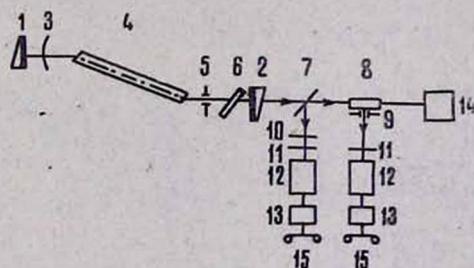


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1, 2 — зеркала на клиновидных подложках с пропускаемостью соответственно 99,5 и 55%; 3 — очковая линза + 0,5 диоптрий; 4 — стержень из неодимового стекла; 5 — диафрагма с отверстием 3 мм; 6 — кювета с НФ; 7 — светоделительная стеклянная пластинка; 8 — рубиновый кристалл; 9 — цилиндр из непрозрачного материала с отверстием на боковой поверхности; 10 — нейтральный фильтр; 11 — фильтр ИКС7; 12 — ФК-9; 13 — осциллограф И2-7; 14 — измеритель энергии ИКТ-1М; 15 — фотоаппарат.

$\times 300$ мм², торцы которого были срезаны под углом Брюстера. С целью стабилизации синхронизации мод в генераторе вблизи глухого зеркала помещалась обычная очковая линза с оптической силой + 0,5 диоптрий. Пассивная ячейка толщиной 1 мм с раствором красителя № 3955 в нитробензоле имела пропускание 55 (± 2)%. Для селекции поперечных мод около вы-

ходного зеркала помещалась диафрагма диаметром 3 мм. Средняя выходная энергия генератора, измеренная с помощью ИКТ-1М, составляла 0,12 Дж при общей длительности дуга 200 нс. Интервал между импульсами, определяемый длиной резонатора, составлял ~ 7 нс, т. е. средняя энергия каждого импульса была ~ 4 мДж. Излучение лазера направлялось на рассеивающий образец с размерами 6×15 мм², который был вырезан из рубинового генераторного стержня. Поляризация падающего излу-

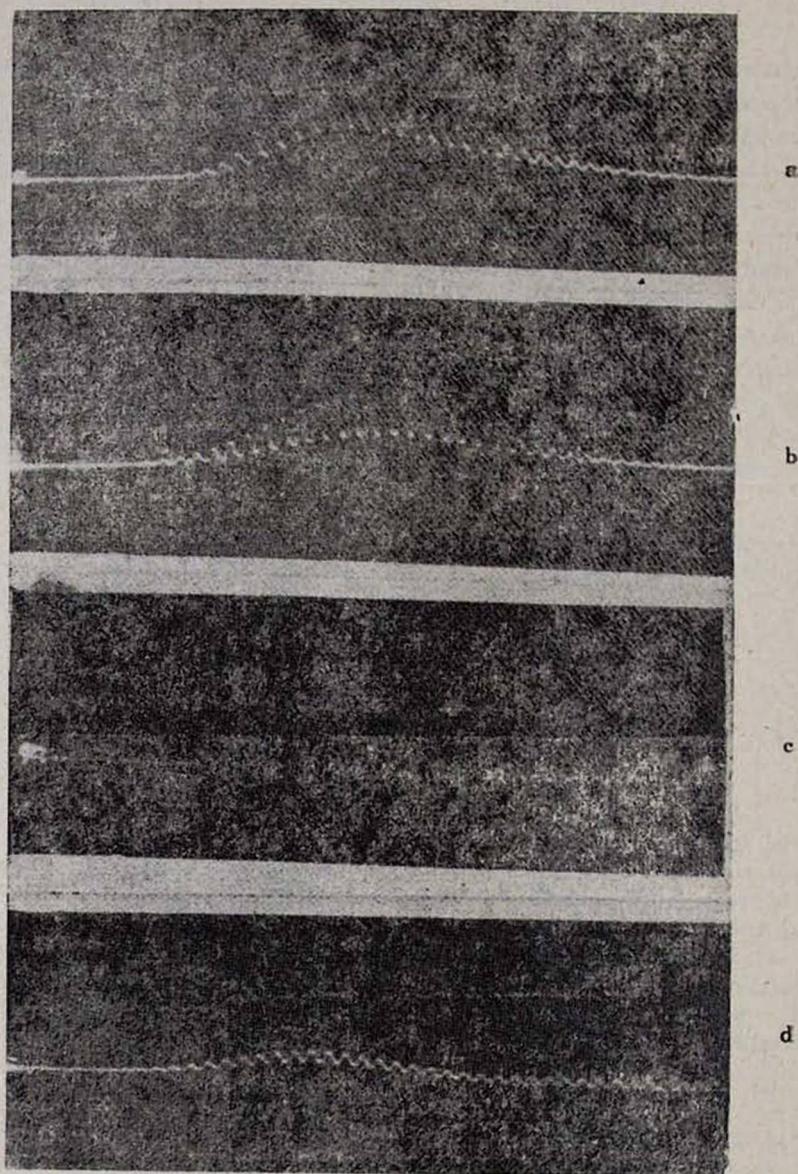


Рис. 2. Осциллограммы: а, с — падающий дуг импульсов; б, d — рассеянный дуг импульсов.

чения была параллельна оптической оси кристалла. С помощью ФК-9 и измерителей временных интервалов И2-7 проводилась одновременная регистрация падающего и рассеянного цугов импульсов.

На рис. 2 приведены характерные осциллограммы падающего и рассеянного излучений для двух различных форм огибающей. Как видно из осциллограмм, рассеянный цуг импульсов заметно отличается от падающего. На фотографиях также заметно, что у рассеянного цуга импульсов глубина модуляции больше, чем у падающего.

Наблюдаемое нами изменение формы огибающей рассеянного цуга импульсов и увеличение глубины модуляции можно объяснить, если считать, что интенсивность большинства импульсов в цуге достаточна для нелинейного рассеяния или же происходит накопление нелинейности от импульса к импульсу. Следует обратить внимание на то обстоятельство, что при многократных облучениях никаких следов объемного разрушения не наблюдалось, в то время как в наносекундном режиме нелинейное рассеяние происходит вблизи порога разрушения.

Заметим, что исследования, проведенные нами, носят качественный характер, и для удовлетворительной интерпретации полученных данных необходимы количественные исследования, а также соответствующий теоретический анализ.

Ереванский государственный
университет

Поступила 23. V. 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Маненков. ДАН СССР, 190, 1315 (1970).
2. Ю. К. Данилейко и др. ЖЭТФ, 59, 1083 (1970).
3. Ю. К. Данилейко и др. ЖЭТФ, 60, 1245 (1971).
4. Ю. К. Данилейко и др. ЖЭТФ, 63, 1030 (1972).
5. Б. И. Махшанцев, А. А. Ковалев. Письма ЖТФ, 4, 1275 (1978).
6. Н. Ф. Пилипецкий и др. ЖЭТФ, 76, 2026 (1979).

ՌՈՒԲԻՆՈՒՄ ՔԱՆՍԱՅԻՆ ԴԱՍԱՎՈՐՎԱԾ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՎՐԱ ՊԻԿՈՎԱՅՐԿՅԱՆԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒՆՍՆԵՐԻ ՑՈՒԳԻ ՑՐՈՒՄԸ

Մ. Մ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Ա. Ս. ՆԻԿՈԳՈՍՅԱՆ, Պ. Ս. ՊՈԳՈՍՅԱՆ

Քերված են աուրինի բյուրեղում նեոդիմային լազերի պիկովայրկյանային իմպուլսների ցուգի ցրման փորձարարական հետազոտության արդյունքները: Ստացված է, որ մոդերի սինքրոնիզացիայի դեպքում ցրված իմպուլսների ցուգի պարուրիչը զգալիորեն տարբերվում է ընկնողից: Տրված է այդպիսի փոփոխության որակական բացատրությունը:

SCATTERING OF PICOSECOND PULSE TRAIN ON RANDOMLY DISTRIBUTED INCLUSIONS IN RUBY

M. M. GRIGORYAN, A. S. NIKOGOSYAN, P. S. POGOSYAN

Measurement data on the scattering of a train of Nd-glass laser picosecond pulses in a ruby crystal are given. It was found that in case of complete synchronization of modes the envelope of the scattered train notably differs from the incident one. Qualitative explanation of this result is given.

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЕВЫХ МАГНИТОДИОДОВ

Г. А. ЕГИАЗАРЯН, Г. А. МНАЦАКАНЯН, А. С. САРКИСЯН

Быстродействие приборов является одним из основных параметров, определяющих их применение. Сведения о быстродействии приборов дают их частотная и переходная характеристики. Для магнитодиодов частотной характеристикой является зависимость переменной составляющей напряжения (тока) от частоты внешнего магнитного поля при постоянных значениях тока (напряжения) и амплитуды индукции переменного магнитного поля.

В настоящее время имеется несколько работ по исследованию частотных свойств магнитодиодов [1—4]. В этих работах приводятся либо данные частотных характеристик разработанных германиевых и кремниевых магнитодиодов [1, 3], либо зависимость импеданса и дифференциальной проводимости от частоты переменного электрического поля [2, 4].

В настоящей работе приведены результаты исследования частотных характеристик кремниевых магнитодиодов КД 304. Конструкция, методика изготовления и статические характеристики этих магнитодиодов описаны в работе [5]. Измерения проводились по методике, описанной в работе [6]. Амплитуда индукции переменного магнитного поля составляла $\Delta B_m = 10^{-3} \text{ Т}$.

Условно можно принять, что индукция поперечного магнитного поля положительна, $B > 0$, если инжектированные носители тока отклоняются под действием этого поля к поверхности с высокой скоростью поверхностной рекомбинации, т. е. к поверхности, где расположены контакты. И наоборот, $B < 0$, если носители тока отклоняются к противоположной поверхности с низкой скоростью поверхностной рекомбинации.

На рис. 1 изображена частотная зависимость эффективного значения переменной составляющей напряжения $\Delta U_{\text{эфф}}$ на магнитодиоде, измерен-

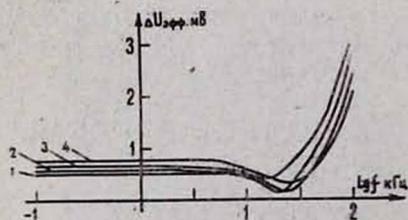


Рис. 1. Зависимость эффективного значения переменной составляющей напряжения на магнитодиоде от частоты малого переменного магнитного поля: 1 — 0,5 мА, 2 — 1 мА, 3 — 2 мА, 4 — 3 мА; $\Delta B_m = 10^{-3} \text{ Т}$.

ного при различных значениях прямого тока. Поскольку прямая и обратная ветви вольт-амперных характеристик исследуемых магнитодиодов имеют симметричный вид [5], то аналогичный вид имеет и частотная зависи-

мость для обратной ветви вольт-амперной характеристики. Особенностью полученных зависимостей $\Delta U_{эфф} = U(f)$ является наличие плато в области частот от 20 Гц до нескольких кГц и минимума при частотах 20—30 кГц, а также сдвинутого в область больших частот (150—200 кГц) максимума. Из проведенных исследований следует, что граничная частота для магнитодиодов может быть порядка десятка кГц. На рис. 2а приведена частотная зависимость $\Delta U_{эфф}$ при различных значениях магнитной индукции для направления $B > 0$. Увеличение индукции магнитного поля, а также тока через магнитодиод приводит к росту $\Delta U_{эфф}$ на плато и, следо-

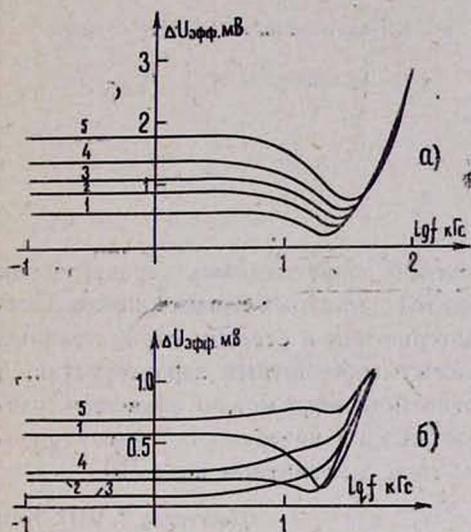


Рис. 2. Зависимость эффективного значения переменной составляющей напряжения на магнитодиоде от частоты малого переменного магнитного поля при токе 1 мА и различных значениях индукции постоянного магнитного поля B , Т: а) 1—0; 2—+0,025; 3—+0,05; 4—+0,075; 5—+0,1; б) 1—0; 2—-0,025; 3—-0,05; 4—-0,075; 5—-0,1; $\Delta B_M = 10^{-3}$ Т.

вательно, к росту магниточувствительности. С ростом тока (рис. 1) и индукции (рис. 2) минимум на кривой $\Delta U_{эфф} = U(f)$ смещается в область больших частот.

При противоположном направлении магнитной индукции ($B < 0$) $\Delta U_{эфф}$ (следовательно, и магниточувствительность) в области плато уменьшается (рис. 2б), при некотором значении B_0 начинает расти, а при дальнейшем увеличении магнитной индукции ($B < 0$) частотная характеристика приобретает такую же зависимость, как и при поле противоположного направления ($B > 0$). При этом чем больше ток через магнитодиод, тем при меньших полях ($B < 0$) $\Delta U_{эфф}$ принимает то значение, которое оно имело без магнитного поля.

На рис. 3 приведены вольт-тесловые характеристики магнитодиода при различных значениях тока. Видно, что кривые в отличие от кривых соответствующих магнитодиодов КД 301 [6] асимметричны относительно оси напряжения. Вольт-тесловые характеристики исследуемых магнитодиодов имеют минимум при $B < 0$, т. е. они являются полярными. Крутизна вольт-тесловой характеристики зависит от величины и направления поперечного магнитного поля. Поскольку вольтная дифференциальная магниточувствительность является производной функции $U = U(B)_{I=const}$, то на вольт-тесловой характеристике $(dU/dB)_{I=const}$ есть тангенс угла на-

клона касательной к кривой $U=U(B)_{I=\text{const}}$. Следовательно, в минимуме вольт-тесловой характеристики $dU/dB=0$, правее минимума $dU/dB>0$ (магниточувствительность положительна), а левее минимума $dU/dB<0$ (магниточувствительность отрицательна), т. е. наблюдается полярный магнитодиодный эффект при малых значениях индукции магнитного поля.

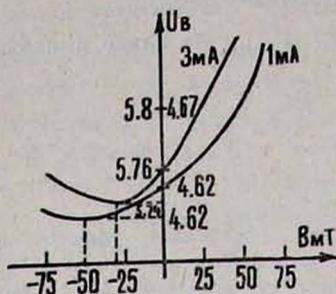


Рис. 3. Вольт-тесловые характеристики при токах 1 и 3 мА.

В соответствии с этими особенностями вольт-тесловых характеристик находятся низкочастотные участки (плато) частотных характеристик. Смещение минимума вольт-тесловой характеристики в сторону отрицательных значений магнитной индукции, максимумы частотных характеристик, а также влияние на них постоянного магнитного поля можно объяснить различием скоростей поверхностной рекомбинации поверхностей магнитодиодов, к которым отклоняются носители тока в магнитном поле [6].

Поступила 9. VIII. 1980.

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. Ямада. Труды Международной конференции по физике полупроводников, М., 1969, т. 2, стр. 711.
2. В. И. Стафеев, Э. И. Каракушан. Магнитодиоды — новые полупроводниковые приборы с высокой чувствительностью к магнитному полю, Изд. Наука, М., 1975.
3. М. Arai, Т. Yamada. *Sil. Magnetodiode*, J. Japan Soc. Appl. Phys. Suppl., 40, 93 (1971).
4. Г. А. Егиазарян, Г. А. Мнацаканян, А. Х. Авагян. Изв. АН АрмССР, Физика, 14, 206 (1979).
5. Г. А. Егиазарян, Г. А. Мнацаканян, Ю. С. Манвелян. Электронная промышленность, № 1, 42 (1980).
6. Г. А. Егиазарян и др. ФТП, 12, 1273 (1978).

ԿՐԻՄԵՆԻՈՒՄԱՑԻՆ ՄԱԳՆԵՍԱԳԻՌՈՂՆԵՐԻ ՈՐՈՇ ՀԱՏԿՈՒՅՑՈՒՆՆԵՐԸ

Հ. Հ. ԵՂԻԱԶԱՐՅԱՆ, Գ. Ա. ՄՆԱՑԱԿԱՆՅԱՆ, Ա. Ս. ՍԱՐԿԻՍՅԱՆ

Հետազոտված է հաստատուն ամպլիտուդայով փոքր փոփոխական մագնիսական դաշտի ազդեցությունը KD 304 մաքնիսադիոդների հատկությունների վրա: Ցույց է տրված, որ մագնիսադիոդների սահմանային հաճախությունը տասնյակ կՀց կարգի է:

SOME PROPERTIES OF SILICON MAGNETODIODES

H. H. EGIAZARYAN, L. A. MNATSAKANYAN,
A. S. SARKISYAN

The influence of a weak alternating magnetic field with constant amplitude on the properties of KD 304 magnetodiodes is investigated. It is shown that the boundary frequency for the magnetodiodes may be of the order of ten kilohertz.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА В ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОЙ *p-n-p*-СТРУКТУРЕ ИЗ $Si < Zn >$

В. М. АРУТЮНЯН, Ж. Р. ПАНОСЯН, В. Ш. МАРУКЯН,
З. Н. АДАМЯН, Т. А. НШАНЯН

В литературе известно много примеров успешного применения электронной оптики при изучении полупроводниковых объектов (см., например, [1—4]).

В настоящей работе приводятся результаты исследования микропотенциалов и микрополей в кремниевых симметричных *p-n-p*-диодных структурах с базой, компенсированной Zn [5]. Исследования проводились на установке, собранной на основе растрового электронного микроскопа (РЭМ) [6].

Схематическое изображение образца и начальный участок на статической вольт-амперной характеристике при наличии электронного возбуждения с энергией 25 кВ приведены на рис. 1. Как видно, ВАХ в двух на-

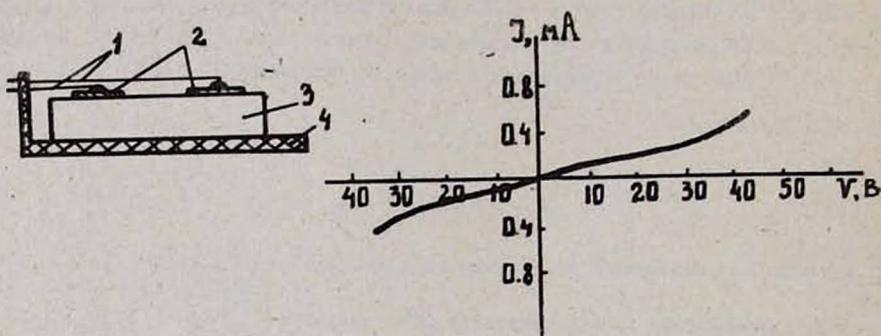


Рис. 1. Разрез конструкции планарного *S*-фотоприемника из $Si < Zn >$ и его ВАХ: 1—золотые проволочки, сваренные на алюминиевых площадках 2, создающих *p-n*-переходы в компенсированном кремнии 3, 4—диэлектрическая подложка.

правлениях не совсем симметричны, что, по-видимому, связано с неидентичностью контактов.

На рис. 2 приведены электронно-оптические изображения структуры планарного симметричного *S*-фотоприемника, полученные при работе РЭМ в режиме потенциального контраста. На первом плане снимков видны выводы (золотые проволочки), сваренные с контактными площадками (второй план). Между контактными площадками находится активная область базы структуры. Светлый неоднородный фон в левой части снимков связан с ухудшением качества проводящего клея (~ 800 кОм), которым покрыты диэлектрические части структуры для снятия статического заряда,

накопление которого возможно под воздействием первичного электронного пучка. С изменением полярности и величины напряжения смещения на фотоприемнике контраст в этих частях снимков не меняется, т. е. он не связан с электронными процессами, имеющими место в структуре фотоприемника. На электронно-оптических изображениях визуальное определение по-

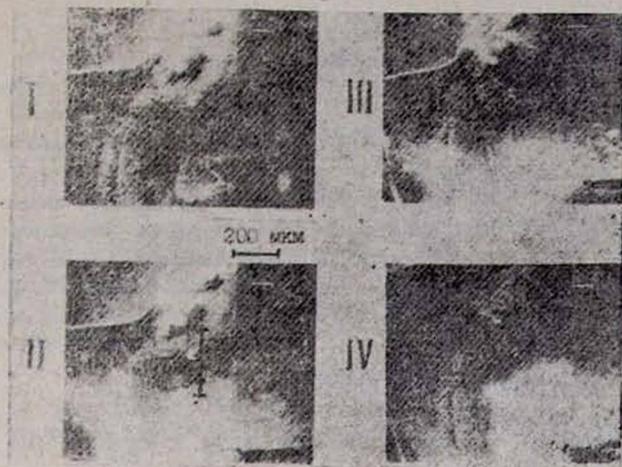


Рис. 2. Электронно-оптические изображения структуры планарного симметричного S -фотоприемника при работе РЭМ в режиме потенциального контраста со 100 кратным увеличением при напряжениях смещения (V): I—6, II—4, III—4, IV—6; I, II—минус подан на верхний вывод, III, IV—минус подан на нижний вывод.

ложения и профиля переходов затруднено, так как они в основном находятся под контактными площадками. Но благодаря близкому расположению поверхности переходов влияние их электрических полей на распределение микропотенциалов в приповерхностном слое можно обнаружить. Коэффициент эмиссии вторичных электронов, содержащих в себе информацию о потенциале соответствующей точки, в основном может меняться по двум причинам:

- 1) из-за влияния геометрической неоднородности поверхности структуры S -фотоприемника;
- 2) из-за влияния электрических полей.

Из приведенных на рис. 2 снимков видно, что эти факторы действуют одновременно. При подключении смещения с величиной 6 В, когда отрицательный полюс источника подключен к верхнему контакту (I снимок), имеет место сильный выброс вторичных электронов только из области вблизи этого контакта. С уменьшением величины отрицательного смещения коэффициент эмиссии вторичных электронов увеличивается и в области второго контакта (снимок II). При смене полярности коэффициент эмиссии от нижнего контакта резко возрастает, и когда $V_p = 6$ В, эмиссия вторичных электронов от верхнего контакта практически прекращается (снимок III). Сравнение снимков I и IV показывает, что при одинаковых величинах

смещения и различных полярностях коэффициенты эмиссии вторичных электронов отличаются, что, по-видимому, также связано с неидентичностью контактов.

На рис. 3 приведены нормированные диаграммы распределения микропотенциалов (а) и микрополей (б) на линии сканирования по поверхно-

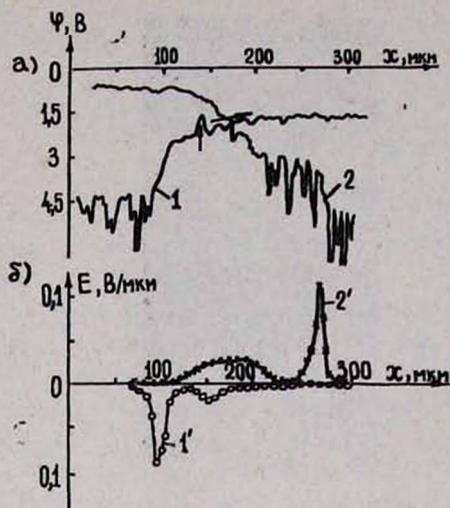


Рис. 3. Диаграммы распределения микропотенциалов (а) и микрополей (б) при различных полярностях напряжения смещения ($V_p = 4$ В): 1, 1' — минус подан на верхний вывод, 2, 2' — минус подан на нижний вывод, вертикальной стрелкой показана метка, соответствующая 1 В.

сти симметричной диодной структуры. Линия, вдоль которой записаны диаграммы, показана на снимке П (рис. 2). На снимках рис. 2 потенциальные рельефы на поверхности структуры выделяются в виде темных и светлых областей, которые на диаграмме потенциалов изображаются в виде всплесков. Распределение потенциала по структуре определяется из диаграммы усреднением распределения микропотенциалов.

На основе приведенных диаграмм можно сделать следующие заключения.

а). Активная область базы и ширина обратно-смещенного и электронно-дырочного перехода, выходящих на поверхность, соответственно составляют ~ 130 и 30 мкм.

б). Максимумы напряженности электрического поля в базе расположены у обратно-смещенных переходов (рис. 3б). Можно сделать количественные оценки величины напряженности электрического поля по базе и на обратно-смещенных переходах. Потенциальный барьер прямо-смещенного перехода крайне мал и поэтому не регистрируется.

в). У симметричных диодных структур из $Si < Zn >$ с алюминиевыми контактами, изготовленных по планарной технологии, «встроенные» электрические поля в базе не регистрируются в отличие от аналогичных структур с контактами $Au + 0,1\% Sb$ [7]. Наблюдаемые искажения распределения микропотенциалов вблизи краев регистрируемой области связаны с резкими изменениями коэффициента эмиссии вторичных электронов в приконтактных неоднородных областях. Потенциал резко меняется также на электроактивных дефектах структуры.

В заключение авторы выражают благодарность В. Дюкову за обсуждение полученных результатов.

Ереванский государственный университет

Поступила 24. XI. 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. В. Спивак, Г. В. Сапарин, М. Б. Быков. ФТП, 3, 1553 (1969).
2. Ж. И. Алферов и др. ФТП, 4, 1311 (1970).
3. Г. В. Спивак, Г. В. Сапарин, Н. А. Переверзев. Изв. АН СССР, сер. физ., 26, 136 (1962).
4. G. E. Possin, C. C. Kirkpatrick. Scann. Elektron Microsc., 1, 245 (1979).
5. В. М. Арутюнян, Э. Н. Адамян, М. Г. Азарян. Сб. Фотоэлектрические явления в полупроводниках, Изд. Наукова думка, Киев, 1979.
6. V. Dyukov, M. Kolomeitsev, S. Neptjko. Microscopica Acta, 80, 367 (1978)
7. С. С. Джунaidов и др. ФТП, 8, 602 (1974).

ՊՈՏԵՆՑԻԱԼԻ ԲԱՇԽՈՒՄԸ ԼՈՒՍԱԶԳԱՅՈՒՆ $Si\langle Zn \rangle$ p-n-p-ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՈՒՄ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ժ. Ռ. ՓԱՆՈՍՅԱՆ, Վ. Շ. ՄԱՐՈՒԲՅԱՆ,
Զ. Ն. ԱԴԱՄՅԱՆ, Տ. Ա. ՆՇԱՆՅԱՆ

Փոռղ էլեկտրոնային միկրոսկոպի օգնությամբ ուսումնասիրվում են միկրոպոտենցիալների և միկրոդաշտերի բաշխումը ցինկով կոմպենսացված սիլիցիումային p-n-p-կառուցվածքների մերձակերևույթային շերտերում: Նորմավորված դիագրամների օգնությամբ բաշխվածքի ակտիվ շերտի և թաղանթի ակտիվ մասի, p-n-անցումների շերտի լայնությունների, ինչպես նաև էլեկտրական դաշտերի մեծությունները:

DISTRIBUTION OF POTENTIALS IN $Si\langle Zn \rangle$ PHOTOSENSITIVE p-n-p STRUCTURE

V. M. HARUTYUNYAN, J. R. PANOSSYAN, V. Sh. MARUKYAN,
Z. N. ADAMYAN, T. A. NSHANYAN

A distribution of micropotentials and microfields near the surface of zinc compensated p-n-p silicium structure is investigated with the help of a scanning electron microscope. Using the normalized diagrams of micropotential distribution along the scanning line, the active region of base widths of p-n junction as well as the widths of electron-hole junctions are estimated.

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ի Թ Յ Ո Ի Ն

Ա. Ս. Ամիրյան, Վ. Գ. Գրիգորյան, Է. Մ. Ղազարյան. Թույլ էլեկտրամագնիսական ալիքի ցանցային կլանումը ռեզոնանսային լազերային ճառագայթման դաշտում	177
Է. Ա. Բարախանյան, Վ. Վ. Մուսախանյան. էլեկտրոնային փնջի էներգետիկ սպեկտրի լայնացումը միջավայրում՝ էլեկտրամագնիսական ալիքի դաշտի ազդեցությամբ տակ	186
Ս. Գ. Գրիգորյան, Ա. Գ. Սարգսյան. էֆեկտիվ ալիքատարային բեկման ցուցիչները անցողական շերտ ունեցող դիէլեկտրիկ ալիքատարներում	191
Յու. Ս. Վարդանյան. Մերձերկրյա տիեզերական տարածությունը և իոնոսֆերային անհամասեռությունները	196
Մ. Ա. Նավասարդյան. Զուգահեռ փնջերով ռեռազենյան ինտերֆերոմետր	200
Ա. Գ. Սարգսյան, Վ. Մ. Առաքելյան, Ժ. Ռ. Փանոսյան, Վ. Ա. Մելիքսեբյան, Ռ. Ս. Վարդանյան, Ա. Ա. Պողոսյան. Չկարգավորվող խառնուրդների պարունակության ազդեցությունը TiO_2 -ի էլեկտրաֆիզիկական և ֆոտոէլեկտրաքիմիական հատկությունների վրա	206
Ս. Ա. Շարոյան, Ս. Գ. Դավազյան, Գ. Ա. Պողոսով. Ոչ դիսլոկացիոն սխիցիումային բյուրեղներում միկրոդեֆեկտների բաշխման բնույթի փոփոխությունները շերտային նեյտրոնների հոսքի ներգործության տակ	212

ՀԱՄԱՌՈՏ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ

Ա. Հ. Ազանյանց, Յու. Ա. Վարդանով, Հ. Հ. Վարդապետյան, Վ. Յա. Յարալով. Ալմաստի բյուրեղի վրա փոքր անկյան տակ ընկնող էլեկտրոնների ճառագայթումը	216
Մ. Մ. Գրիգորյան, Ա. Ս. Նիկողոսյան, Պ. Ս. Պողոսյան. Ռուբինում քառասյին դասավորված անհամասեռությունների վրա պիզովայրկյանային իմպուլսների ցուզիցրումը	219
Հ. Հ. Եղիազարյան, Գ. Ա. Մնացականյան, Ա. Ս. Սարկիսյան. Կրեմնիումային մագնիսագիտության որոշ հատկությունները	222
Վ. Մ. Հառաբյանյան, Ժ. Ռ. Փանոսյան, Վ. Շ. Մարտիյան, Զ. Ն. Աղամյան, Տ. Ա. Խանյան. Պոտենցիալի բաշխումը լուսազգայուն $Si < Zn >$ p-n-p կառուցվածքում	226

СОДЕРЖАНИЕ

А. С. Амирян, В. Г. Григорян, Э. М. Казарян. Решеточное поглощение слабой электромагнитной волны в присутствии резонансного лазерного излучения	177
Э. А. Бабахянян, В. В. Мусаханян. Уширение энергетического спектра электронного пучка в поле электромагнитной волны в среде	186
С. Г. Григорян, А. Г. Саркисян. Эффективные волноводные показатели преломления в диэлектрических волноводах с переходным слоем	191
Ю. С. Ваданян. Околосемное космическое пространство и ионосферные неоднородности	196
М. А. Навасардян. Рентгенинтерферометр с параллельными пучками	200
А. Г. Саркисян, В. М. Аракелян, Ж. Р. Паносян, В. А. Меликсетян, Р. С. Вартанян, А. А. Погосян. Влияние содержания неконтролируемых примесей на электрофизические и фотоэлектрохимические свойства TiO_2	206
С. А. Шабоян, С. Г. Долмазян, Г. А. Погосов. Изменения характера распределения микродефектов в бездислокационном кремнии под действием потока тепловых нейтронов	212

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

А. О. Азянцян, Ю. А. Варганов, Г. А. Вартапетян, В. Я. Яралов. Излучение электронов при малых углах влета в кристалл алмаза	216
М. М. Григорян, А. С. Никогосян, П. С. Погосян. Рассеяние дуга пикосекундных импульсов на хаотически вкрапленных неоднородностях в рубине	219
Г. А. Егиаварян, Г. А. Мнацаканян, А. С. Саркисян. Некоторые свойства кремниевых магнитодиодов	222
В. М. Арутюнян, Ж. Р. Паносян, В. Ш. Марукян, Э. Н. Адамян, Т. А. Ншанян. Распределение потенциала в фоточувствительной р-п-р-структуре из $Si < Zn >$	226

