

ՀԱՄԱՐ ԳԱ  
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿ  
ФИЗИКА

1979

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

ԽՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՆԳՐԱ

Ա. Յ. Ամատունի, Վ. Մ. Հաղուրդյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղաղբյան (պատասխանատու խմբագիր), Է. Գ. Միգաբեկյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Յու. Գ. Շահնազարյան (պատասխանատու քարտուղար), Է. Գ. Շաղոյան, 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), Э. Г. Мирзабекян, М. Е. Мовсисян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян, Ю. Г. Шахназарян (ответственный секретарь)

Խմբագրութեան հասցեն՝ 375019, Երևան 19, Բարեկամութեան, 24 գ, հեռ. 56-08-31

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

© Издательство АН Армянской ССР,  
«Известия Академии наук Армянской ССР, Физика», 1979 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ КРАЕВОГО ЭФФЕКТА В ПЛАСТИНЕ  
С УЧЕТОМ ПОГЛОЩЕНИЯ

Л. А. ВАРДАНЯН, Г. М. ГАРИБЯН, ЯН ШИ

Проведен подробный общий и численный анализ краевого эффекта в полном излучении, образованном заряженной частицей при пролете через пластину с учетом многократного рассеяния и поглощения. Краевой эффект является в некотором смысле обобщением переходного излучения на случай наличия многократного рассеяния частицы. Показано, что это рассеяние приводит к двум явлениям: сглаживанию интерференционных максимумов и минимумов в частотном спектре переходного излучения, связанному с расстройкой фазовых соотношений полей излучения при наличии рассеяния, и обогащению спектра в области высоких частот (при достаточно больших значениях лоренц-фактора частицы), обусловленному доминирующей ролью тормозного механизма в краевом эффекте. Показано также, что при достаточно больших толщинах пластины величина краевого эффекта не зависит от толщины пластины.

При пролете быстрой заряженной частицы через среду она испытывает рассеяние на атомах вещества среды. В результате полное излучение, наблюдаемое вне слоя вещества (в области частот, превышающих атомные), состоит из тормозного излучения, возникающего на всем пути движения частицы в веществе, и другой части, обусловленной наличием границ слоя (пластины), т. е. краевого эффекта [1].

Когда поглощающая способность  $\mu$  вещества пластины является конечной, уже нельзя считать, что доля тормозной части в полном излучении пропорциональна толщине  $a$  пластины [2]. Однако если ввести понятие эффективной толщины пластины

$$a_{\text{эфф}} = \frac{1 - \exp(-\mu a)}{\mu}, \quad (1)$$

то краевой эффект вполне можно определить как разность интенсивностей полного излучения и тормозного излучения без учета границ с длины пути, равной  $a_{\text{эфф}}$  [3, 4].

Если движение частицы считать равномерным и прямолинейным, то тормозное излучение отсутствует, и краевой эффект представляет собой обычное переходное излучение. Следовательно, в общем случае краевой эффект можно было бы назвать «переходным излучением» с учетом многократного рассеяния. Необходимо только отметить, что при использовании такого названия допускается известная условность, так как при достаточно больших частотах величина краевого эффекта может стать отрицательной, хотя интенсивность полного излучения, разумеется, остается всегда положительной. Аналогичная задача об образовании излучения в пластине рассматривалась также в работах [5—7], в которых, однако, не приведено явное выражение для частотного спектра излучения.

В настоящей работе на основе формул, полученных нами ранее [1, 2] (см. также [4]), проведен общий и численный анализ краевого эффекта как функции частоты  $\omega$  при различных значениях лоренц-фактора  $\gamma$  заряженной частицы и толщины  $a$  пластины. В частности, показано, что многократное рассеяние приводит к сглаживанию экстремумов спектра краевого эффекта (по сравнению со спектром обычного переходного излучения), а при больших энергиях частицы — еще и к обогащению этого спектра высокими частотами. Влияние рассеяния существенно также в тонких пластинах, а в достаточно толстых пластинах величина краевого эффекта не зависит от толщины пластины.

### 1. Формула для частотного спектра краевого эффекта в пластине

Согласно введенному нами определению, спектральная интенсивность краевого эффекта дается формулой

$$W_{к. э.}(\omega) = W_{пол}(\omega) - W_{торм}(\omega). \quad (2)$$

Здесь  $W_{пол}(\omega)$  — спектральная интенсивность полного излучения, испускаемого из пластины, находящейся в вакууме (см. [2]):

$$W_{пол}(\omega) = \frac{2e^2}{\pi c} \operatorname{Re} \left\{ \frac{1 + e^{-h x_a}}{2} \left( \ln \frac{s_1}{s_2} - \frac{s_2}{h} \ln \frac{s_2 + h}{s_2} - 1 \right) + \right. \\ \left. + e^{-(h+s_2)x_a} \left[ \frac{s_2 + h}{h} G((s_2 + h)x_a) - \frac{s_2}{h} G(s_2 x_a) - G(s_1 \operatorname{th} x_a) \right] - \right. \\ \left. - s_1 e^{-(h+s_2)x_a} \int_0^{x_a} e^{-s_1 x} G\left(\frac{s_1(x + \operatorname{th} x_a)}{1 + x \operatorname{th} x_a}\right) dx - \right. \quad (3)$$

$$- \int_0^{x_a} [(s_2 + h)e^{-hx} + s_2 e^{-h x_a}] e^{-s_2 x} G(s_1 \operatorname{th} x) dx + \\ \left. + \frac{1}{h} \int_0^{x_a} [(s_2 + h)e^{-hx} - s_2 e^{-h x_a}] e^{-s_2 x} \left( \operatorname{cth} x - \frac{1}{x} \right) dx \right\},$$

$$s_1 = \sigma \gamma^{-2}, \quad s_2 = \sigma \left( \gamma^{-2} + \frac{\omega_0^2}{\omega^2} - \frac{i\mu c}{\omega} \right), \quad h = 2i\sigma \frac{\mu c}{\omega}, \quad (4)$$

$$\sigma = \frac{1-i}{4} \gamma \sqrt{\frac{\omega}{q_0}}, \quad x_a = (1-i) \gamma^{-1} \sqrt{\omega q_0} \frac{a}{c},$$

$$q_0 = \left( \frac{E_s}{m_0 c^2} \right)^2 \frac{c}{8L}, \quad E_s = 21 \text{ МэВ}, \quad G(z) = e^z \operatorname{Ei}(-z),$$

$m_0$  — масса покоя пролетающей частицы,  $\omega_0$ ,  $\mu$  и  $L$  — плазменная частота, линейный коэффициент поглощения и радиационная единица длины вещества пластины,  $\operatorname{Ei}(z)$  — интегральная показательная функция комплекс-

ного аргумента  $z$ . Величина  $W_{\text{торм}}(\omega)$  — спектральная интенсивность тормозного излучения, испускаемого частицей в безграничной среде, с учетом многократного рассеяния (по Мигдалу [8]) с длины пути  $a_{\text{эфф}}$  и с учетом поглощающей способности вещества:

$$W_{\text{торм}}(\omega) = \frac{2e^2}{\pi c} \operatorname{Re} \left\{ \frac{1 - e^{-h x a}}{h} (h + s_2) \int_0^{\infty} e^{-(s_1+h)x} \left( \operatorname{cth} x - \frac{1}{x} \right) dx \right\}. \quad (5)$$

Нетрудно убедиться, что в случае непоглощающей пластины ( $h \rightarrow 0$ ) формула (3) в точности переходит в формулу (30) работы [1]. В общем случае формулы (3) и (5) зависят от четырех безразмерных параметров:  $x_a$ ,  $s_1$ ,  $s_2$  и  $h$ , которые являются отношениями пяти длин: толщины пластины  $a$ , длины поглощения  $\mu^{-1}$ , зоны формирования тормозного излучения (с учетом многократного рассеяния)  $z_{\text{торм}} = c\gamma/\sqrt{\omega q_0}$  и зон формирования переходного излучения в веществе  $z_{\text{вещ}} = \pi c/\omega \left( \gamma^{-2} + \frac{\omega_0^2}{\omega^2} - \frac{i\mu c}{\omega} \right)$  и в вакууме  $z_{\text{вак}} = \pi c\gamma^2/\omega$ , а именно:

$$\begin{aligned} x_a &= (1-i) \frac{a}{z_{\text{торм}}}, \quad s_1 = \frac{\pi(1-i)}{4} \frac{z_{\text{торм}}}{z_{\text{вак}}}, \\ s_2 &= \frac{\pi(1-i)}{4} \frac{z_{\text{торм}}}{z_{\text{вещ}}}, \quad h = \frac{1+i}{2} \cdot \frac{z_{\text{торм}}}{\mu^{-1}}. \end{aligned} \quad (6)$$

Как отмечалось в [1], поведение краевого эффекта в значительной степени зависит от отношения  $z_{\text{торм}}/|z_{\text{вещ}}|$ , т. е. от величины  $|s_2|$ . При недостаточно большом значении  $\gamma$  ( $\gamma < \gamma_{\text{кр}}$ ) кривая зависимости  $z_{\text{торм}}(\omega)$  находится целиком выше кривой  $|z_{\text{вещ}}(\omega)|$ . При увеличении  $\gamma$  эти кривые сближаются. Значение  $\gamma_{\text{кр}}$  определяется из условия, что указанные кривые соприкасаются. Если иметь в виду легкую частицу (электрон), то

$$\gamma_{\text{кр}} \sim \frac{\omega_0}{q_0}. \quad (7)$$

При  $\gamma > \gamma_{\text{кр}}$  кривые  $z_{\text{торм}}(\omega)$  и  $|z_{\text{вещ}}(\omega)|$  пересекаются в точках  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , так что в области  $\omega_1 < \omega < \omega_2$  имеем  $z_{\text{торм}} < |z_{\text{вещ}}|$ , а вне этой области —  $z_{\text{торм}} > |z_{\text{вещ}}|$ .

В том случае, когда  $\omega_1 \ll \omega_0 \gamma \ll \omega_2$  и поглощение мало, имеем простые выражения для  $\omega_1$  и  $\omega_2$ :

$$\omega_1 \sim \left( \frac{\omega_0^4 \gamma^2}{q_0} \right)^{1/3}, \quad \omega_2 \sim q_0 \gamma^2. \quad (8)$$

Когда же поглощение играет существенную роль, то

$$\omega_1 \sim (\mu c \gamma)^2 / 4 q_0, \quad (9)$$

а  $\omega_2$  дается прежней формулой.

Ниже мы проанализируем формулу (2) в случаях разных отношений  $z_{\text{торм}}/|z_{\text{вещ}}|$  и приведем результаты численного расчета.

## 2. Случай $|s_2| \gg 1$

В рассматриваемом случае в интегралах в формулах (3) и (5), содержащих множители  $\exp(-s_2 x)$  или  $\exp(-(h + s_2)x)$ , существенны малые значения  $x$ . После разложения предэкспоненциальных сомножителей подынтегральных функций по степеням  $x$  эти интегралы можно вычислить явно. В результате получаем выражение

$$W_{\text{торм}}(\omega) = \frac{2e^2}{3\pi c} \operatorname{Re} \frac{x_a}{s_2}, \quad (10)$$

которое при отсутствии поглощения совпадает с формулой Тер-Микаеляна [9] для интенсивности тормозного излучения с длины пути  $a$  и с учетом поляризации безграничной среды.

Что касается краевого эффекта (2), то после указанного выше разложения получаем

$$W_{\text{к. э.}}(\omega) = W_{\text{пер}}(\omega) + W_{\text{инт}}(\omega), \quad (11)$$

где первый член не зависит от  $q_0$  и представляет собой интенсивность обычного переходного излучения (без учета многократного рассеяния), испущенного из пластины данной толщины, а второй член, исчезающий при  $q_0 \rightarrow 0$ , описывает влияние многократного рассеяния на переходное излучение. Имея в виду одновременно (2) и (11), можно также считать, что этот член в известном смысле описывает «интерференцию» между переходным и тормозным излучениями. Приведем явные выражения для слагаемых формулы (11) в двух крайних случаях.

1) Пусть толщина пластины много больше зоны формирования переходного излучения в среде  $|z_{\text{вещ}}|$ , т. е.

$$|x_a s_2| \gg 1. \quad (12)$$

В этом случае

$$W_{\text{пер}}(\omega) = \frac{e^2}{\pi c} (1 + Q) \operatorname{Re} \left\{ \frac{s_2 + s_1}{s_2 - s_1} \ln \frac{s_2}{s_1} - \frac{s_2}{h} \ln \frac{s_2 + h}{s_2} - 1 \right\}, \quad (13)$$

$$W_{\text{инт}}(\omega) = \frac{2e^2}{\pi c} \operatorname{Re} \left\{ \frac{1 - Q}{s_2^2} \left[ -\frac{2}{3} + \frac{p}{2} F(1; 4; 5; 1 - p) \right] + \right. \\ \left. + \frac{2}{s_2^2} \left[ -\frac{14}{15} - \frac{11}{15} Q - 2p(1 + Q) \left( 1 - \frac{2}{7} (2 + 3p) F(1; 7; 8; 1 - p) \right) \right] \right\}, \quad (14)$$

где  $p = s_1/s_2$ ,  $Q = \exp(-hx_a)$ ,  $F(\alpha; \beta; \gamma; z)$  — гипергеометрический ряд (см., например, [10]).

Нетрудно убедиться, что при отсутствии поглощения, т. е. при  $h \rightarrow 0$  формула (14) совпадает с формулой (40) работы [1] (в последней формуле допущена опечатка: вместо коэффициента  $-40/7$  следует читать  $-80/7$ ).

Сравним величины (13) и (14). В «дограничной» области частот, т. е. когда

$$\left| \frac{z_{\text{ввк}} - z_{\text{веш}}}{z_{\text{ввк}}} \right| \geq 1, \quad (15)$$

интенсивность переходного излучения  $W_{\text{пер}}(\omega)$  имеет порядок  $e^2/c$  и много больше  $W_{\text{шт}}(\omega)$  из-за условия  $|s_2| \gg 1$ .

Однако в «заграничной» области частот, т. е. когда

$$\left| \frac{z_{\text{ввк}} - z_{\text{веш}}}{z_{\text{ввк}}} \right| \ll 1, \quad (16)$$

величина (13) резко уменьшается и может стать сравнимой с (14). Разлагая эти величины по малому параметру (16), получаем

$$W_{\text{пер}}(\omega) = \frac{e^2 \gamma^4}{6 \pi c} (1 + Q) \left[ \left( \frac{\omega_0}{\omega} \right)^4 + \left( \frac{\mu c}{\omega} \right)^2 \right], \quad (17)$$

$$W_{\text{шт}}(\omega) = \frac{8e^2 \gamma^4 q_0}{15 \omega \pi c} \left[ 7(1 - Q) \frac{\mu c}{\omega} + \frac{32 q_0}{7 \omega} (8 - 13 Q) \right]. \quad (18)$$

При  $\mu = 0$  сумма (17) и (18) совпадает с формулой (41) работы [1]. Как видно из (17) и (18), при больших частотах величина краевого эффекта (11) может стать отрицательной. Однако интенсивность полного излучения (3) остается, разумеется, всегда положительной.

2) Пусть теперь

$$|x_a s_2| \ll 1. \quad (19)$$

Если при этом выполняется также условие

$$|x_a| \ll |s_1|, \quad (20)$$

то имеем

$$W_{\text{пер}}(\omega) = \frac{e^2}{2 \pi c} |(s_2 - s_1) x_a|^2 (1 - 2C - 2 \ln |s_1 x_a|), \quad (21)$$

$$W_{\text{шт}}(\omega) = \frac{2e^2}{3 \pi c} \operatorname{Re} \frac{(s_2 - s_1) x_a}{s_1 s_2}, \quad (22)$$

где  $C = 0,5772$  — постоянная Эйлера.

Сравнивая (21) и (22), замечаем, что интенсивность переходного излучения в рассматриваемом случае пропорциональна  $a^2$ , в то время как интерференционный член пропорционален  $a$ . Поэтому при достаточно малой толщине  $a$  последний член может стать главным; тогда интенсивность полного излучения (сумма (10) и (22)) определяется формулой Бете-Гайтлера

$$W_{\text{пол}}(\omega) = \frac{2e^2}{3 \pi c} \operatorname{Re} \frac{x_a}{s_1}. \quad (23)$$

Таким образом, при выполнении условия  $|s_2| \gg 1$ , т. е.

$$|z_{\text{веш}}| \ll z_{\text{торм}} \quad (24)$$

переходный механизм играет определяющую роль, если рассматривать «дограничную» область частот (15) и не слишком тонкие пластины. При

этом многократное рассеяние приводит к расстройке фазовых соотношений полей в результате искривления траекторий заряженной частицы внутри вещества. Это влияние проявляется в сглаживании интерференционных максимумов и минимумов в частотном спектре рентгеновского переходного излучения. Явление сглаживания тем значительнее, чем меньше энергия заряженной частицы.

Когда же частота находится в «заграничной» области (16) или пластина является достаточно тонкой, как уже отмечалось, члены (18) или (22), пропорциональные  $q_0$  (т. е. обусловленные рассеянием), становятся существенными.

### 3. Случай $|s_2| \ll 1$

В этом случае интенсивность тормозного излучения (5) нетрудно вычислить явно:

$$W_{\text{торм}}(\omega) = \frac{2e^2}{\pi c} \frac{a_{\text{эфф}}}{z_{\text{торм}}}. \quad (25)$$

Что касается краевого эффекта, то оказывается, что картина существенно зависит от отношения среднего квадрата угла многократного рассеяния на толщине пластины  $\langle \theta^2 \rangle_a = 4q_0 \gamma^{-2} a/v$  к квадрату характерного угла излучения  $\gamma^{-2}$ .

1) Пусть

$$\langle \theta^2 \rangle_a \gg \gamma^{-2}, \text{ т. е. } |x_a| \gg |s_1|. \quad (26)$$

Первый интеграл (от нуля до бесконечности) в формуле (3) можно оценить следующим образом. Разобьем интеграл на две части так, что в первой части (от нуля до некоторого  $x_1$ ) в аргументе функции  $G$  можно пренебречь  $x \text{th} x_a$  по сравнению с единицей, а во второй части (от  $x_1$  до бесконечности) можно пренебречь единицей по сравнению с  $x \text{th} x_a$ , а также  $\text{th} x_a$  по сравнению с  $x$ . Тогда обе части интеграла вычисляются без труда. Остальные интегралы оцениваются аналогичным способом. В результате получаем, что если величина  $|x_a| \lesssim 1$ , то

$$W_{\text{к. э.}}(\omega) = \frac{2e^2}{\pi c} \text{Re} \left\{ \ln \frac{\text{sh} x_a}{s_1} - 1 - C - x_a \right\}. \quad (27)$$

Если же  $|x_a| \gg 1$ , то

$$W_{\text{к. э.}}(\omega) = \frac{2e^2}{\pi c} \left\{ \frac{1-Q}{2} \ln \frac{2}{|s_2|} + \frac{1+Q}{2} \ln \frac{1}{2|s_1|} - \right. \\ \left. - \frac{1+Q}{2} - \frac{1-Q}{2} \text{Re} \left( \frac{s_2}{h} \ln \frac{s_2+h}{s_2} \right) - C \right\}. \quad (28)$$

В частности, при отсутствии поглощения отсюда получаем

$$W_{\text{к. э.}}(\omega) = \frac{2e^2}{\pi c} \left\{ \ln \frac{1}{2|s_1|} - 1 - C \right\}. \quad (29)$$

В аналогичной формуле (36) работы [1] допущена, к сожалению, неточность. Более точной является приведенная выше формула (29), которая, как и следовало ожидать, с точностью до главного члена совпадает с удвоенной формулой (26) работы [11], где рассматривается полубесконечная среда без учета поляризации.

Из приведенных формул (27) и (28) видно, что если в рассматриваемом случае снова воспользоваться представлением (11), то второй («интерференционный») член, обусловленный рассеянием, получается того же порядка или больше первого.

2) Пусть теперь

$$\langle \theta^2 \rangle_a \ll \gamma^{-2}, \text{ т. е. } |x_a| \ll |s_1|. \quad (30)$$

Тогда в силу неравенства  $|s_1| < |s_2| \ll 1$  выполняются также условия  $|x_a| \ll 1$  и  $|s_1 x_a| \ll 1$ . Поэтому в первом интеграле (от нуля до бесконечности) формулы (3) величину  $x \operatorname{th} x_a$  можно считать малой по сравнению с единицей, а в остальных двух интегралах (от нуля до  $x_a$ ) мала переменная  $x$ . Разлагая подынтегральные функции по степеням  $x$  и ограничиваясь главными членами, получаем

$$W_{\text{к. э.}}(\omega) = \frac{2e^2}{3\pi c} \operatorname{Re} \frac{x_a}{s_1}. \quad (31)$$

С точки зрения представления (11) краевой эффект в этом случае главным образом состоит из «интерференционного» члена. Впрочем, выписанный член (31) является главным также и в интенсивности полного излучения, так как в рассматриваемом случае интенсивность тормозного излучения (25) имеет вид  $(2e^2/\pi c) \operatorname{Re} x_a$  и мала по сравнению с (31). Это означает, что при одновременном выполнении условий  $|x_a| \ll |s_1| < |s_2| \ll 1$  интенсивность полного излучения снова определяется формулой Бете-Гайтлера (23).

Подводя итоги, мы видим, что при выполнении условия  $|s_2| \ll 1$ , т. е.

$$z_{\text{торм}} \ll |z_{\text{вещ}}| \quad (32)$$

тормозной механизм является доминирующим в краевом эффекте. Это означает, что если представить краевой эффект в виде (11), то «интерференционный» член играет значительную роль, а иногда является главным. Заметим в этой связи также, что в вышеприведенных формулах (27), (29) и (31) вообще отсутствует плазменная частота вещества  $\omega_0$ , характеризующая поляризационные свойства среды.

#### 4. Замечание об эффекте обогащения спектра краевого эффекта

В предыдущем разделе мы видели, что при  $|s_2| \ll 1$  и  $|x_a| \ll |s_1|$  (или  $a \ll z_{\text{торм}}^2/z_{\text{вак}}$ ) спектральная интенсивность полного излучения описывается формулой Бете-Гайтлера (31). Можно думать (см. [12, 13]), что когда пластина толстая, то в пограничных слоях толщиной порядка  $z_{\text{торм}}^2/z_{\text{вак}}$  образуется такое же излучение, а излучение, образуемое в

глубине пластины, описывается формулой Мигдала (25). А поскольку в случае  $|s_2| \ll 1$  формула Бете-Гайтлера дает интенсивность большую, чем формула Мигдала с той же длины пути, то в пограничных слоях как бы образуется «избыток» излучения, который и обуславливает краевой эффект в рассматриваемом случае. Действительно, величина (29), полученная из анализа общей формулы (3), имеет порядок  $e^2/c$ . Величина такого же порядка получается из формулы Бете-Гайтлера (31), если положить в ней  $a \approx z_{\text{торм}}^2/z_{\text{вак}}$  (т. е.  $x_a \approx s_1$ ).

Как было сказано в конце раздела 1, область  $|s_2| \ll 1$  находится между частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  при  $\gamma \gg \gamma_{\text{кр}}$ . Граничная частота  $\omega_{\text{гр}}$  обычного

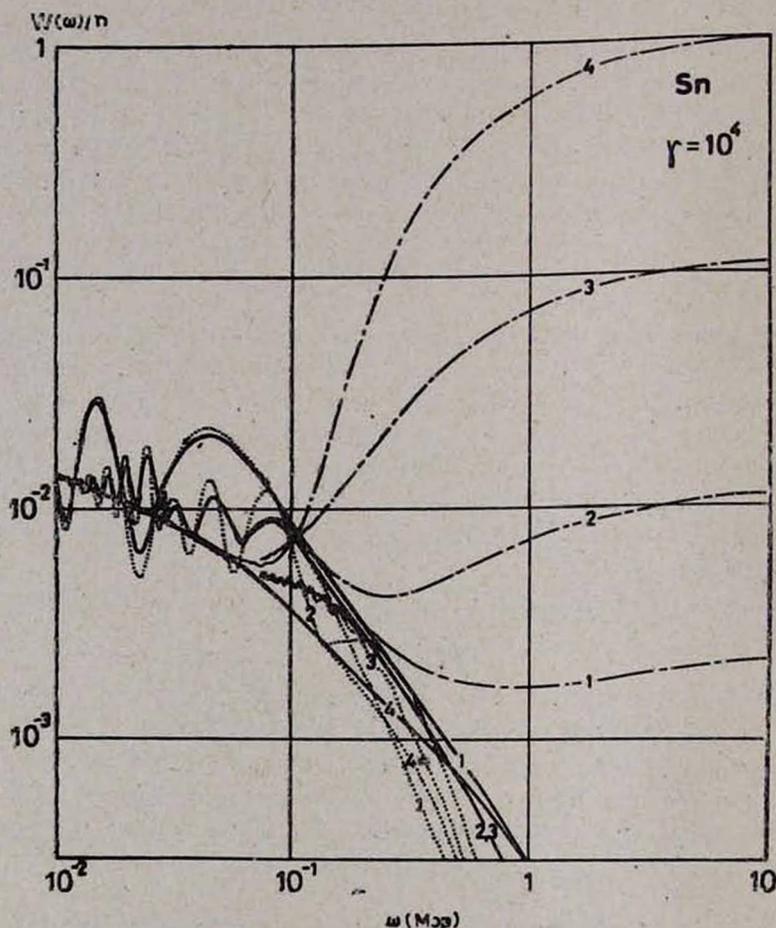


Рис. 1. Спектральная интенсивность полного излучения  $W_{\text{пол}}(\omega)$  (штрихпунктирные кривые), образуемого в оловянной пластине ( $\omega_0 = 51,19$  эВ,  $L = 1,21$  см) электроном с лоренц-фактором  $\gamma = 10^4$ . Сплошные кривые соответствуют величине красного эффекта  $W_{\text{к.э.}}(\omega)$ , точечные — интенсивности обычного переходного излучения  $W_{\text{пер}}(\omega)$ . В области сравнительно низких частот кривые  $W_{\text{пол}}(\omega)$  сливаются с соответствующими кривыми  $W_{\text{к.э.}}(\omega)$ . Цифры на кривых соответствуют различным значениям толщины  $a$ : 1—20; 2—100; 3—10<sup>3</sup>; 4—10<sup>4</sup> мкм.

переходного излучения (без учета многократного рассеяния) находится также между  $\omega_1$  и  $\omega_2$ . При  $\omega \gtrsim \omega_{гр}$  спектральная интенсивность обычного переходного излучения даже в случае достаточно толстой пластины становится весьма малой по сравнению с его интенсивностью при  $\omega < \omega_{гр}$ , где она порядка  $e^2/c$ . А при наличии многократного рассеяния спектральная интенсивность краевого эффекта порядка  $e^2/c$  вплоть до частот порядка  $\omega_2 \approx q_0 \gamma^2$  (см. (8)). Другими словами, в этой области частот имеет место своеобразное обогащение спектра краевого эффекта высокими частотами. Это обогащение, как уже было сказано выше, обусловлено тем, что заряженная частица рассеивается в пограничных слоях пластины несколько иначе, чем в глубине пластины.

### 5. Результаты численного расчета

На рис. 1—3 приведены кривые зависимости спектральных интенсивностей полного излучения  $W_{пол}(\omega)$  и краевого эффекта  $W_{к.э.}(\omega)$  для разных толщин  $a$  оловянной пластины и разных значений лоренц-факто-

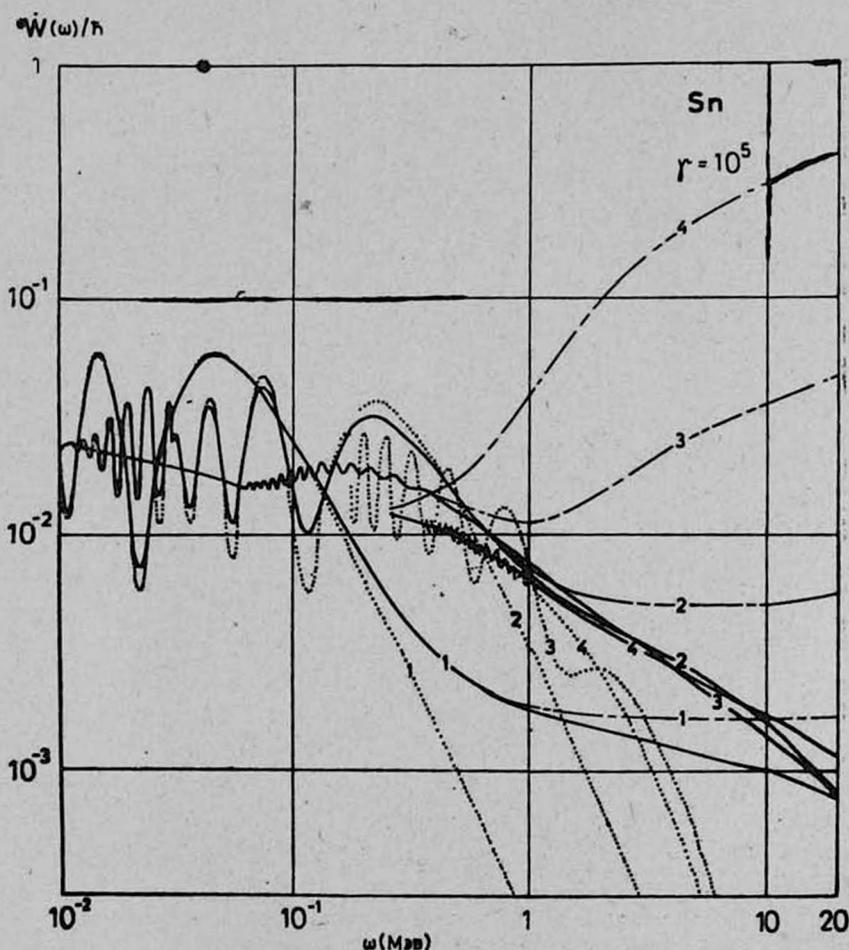


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, для  $\gamma = 10^5$ .

ра  $\gamma$  электрона. Для сравнения приведены также частотные спектры обычного переходного излучения  $W_{\text{пер}}(\omega)$ .

На рисунках хорошо видны явления сглаживания интерференционных максимумов и минимумов и обогащения высокими частотами в спектре

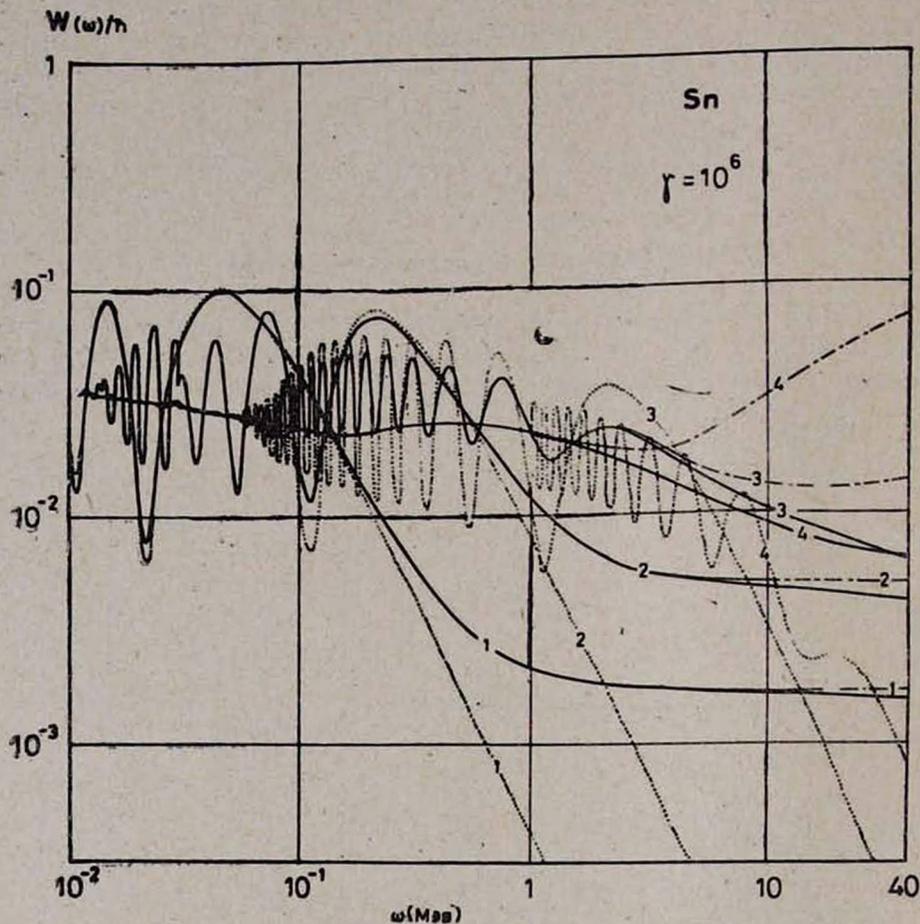


Рис. 3. То же, что и на рис. 1, для  $\gamma = 10^6$ .

краевого эффекта по сравнению со спектром обычного переходного излучения (без учета многократного рассеяния). Степень сглаживания в случае  $\gamma = 10^5$  заметно больше, чем в случае  $\gamma = 10^6$ , и приводит к изменению интенсивности почти в два раза. Для одного и того же значения  $\gamma$ -фактора степень сглаживания тем больше, чем больше толщина пластины (пока толщина остается меньше длины поглощения).

Обогащение наступает при  $\gamma \gg \gamma_{\text{кр}}$ . Для олова  $\gamma_{\text{кр}} \sim 1,6 \cdot 10^4$ , поэтому при  $\gamma = 10^4$  (рис. 1) мы фактически не наблюдаем обогащения, тогда как при  $\gamma = 10^5$  и  $10^6$  (рис. 2 и 3) явление обогащения становится весьма значительным.

Рассмотрим теперь зависимость величины краевого эффекта от толщины пластины  $a$ . Когда

$$a \gg |z_{\text{вещ}}| \quad \text{при} \quad |z_{\text{вещ}}| \ll z_{\text{горм}}, \quad (33)$$

краевой эффект (сумма (13) и (14)) зависит от толщины только через комбинацию  $Q = \exp(-\mu a)$ , т. е. не зависит от  $a$  как для случая слабо поглощающей пластины ( $\mu a \ll 1$ ), так и для сильно поглощающей пластины ( $\mu a \gg 1$ ). Аналогичная ситуация имеет место также в случае, когда

$$a \gg z_{\text{гор}} \quad \text{при} \quad |z_{\text{вещ}}| \gg z_{\text{гор}} \quad (34)$$

и краевой эффект определяется формулой (28). Объединяя случаи (33) и (34), мы приходим к выводу, что величина введенного нами краевого эффекта (2) не зависит от толщины пластины (как при  $\mu a \ll 1$ , так и при  $\mu a \gg 1$ ), если

$$a \gg \min \{z_{\text{гор}}, |z_{\text{вещ}}|\}. \quad (35)$$

Сказанное хорошо видно на приведенных рис. 1—3.

С другой стороны, известно, что интенсивность (усредненная по небольшому интервалу частот) обычного переходного излучения в пластине перестает зависеть от толщины  $a$ , когда  $a \gg |z_{\text{вещ}}|$ . Легко видеть, что условие (35) является обобщением указанного неравенства на случай учета многократного рассеяния.

Ереванский физический  
институт

Поступила 3.X.1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Гарибян, Ян Ши. ЖЭТФ, 70, 1627 (1976).
2. Л. А. Варданян, Г. М. Гарибян, Ян Ши. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 329 (1976).
3. Г. М. Гарибян, Ян Ши. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 105 (1977).
4. Ян Ши. Препринт ЕФИ—260(53)—77, 1977; Труды Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий, Ереван, 1977, стр. 102.
5. Ф. Ф. Терновский. ЖЭТФ, 39, 171 (1960).
6. В. Е. Пафолов. ЖЭТФ, 49, 1222 (1965).
7. В. Г. Барышевский, А. О. Грубич, Нго Дань Ньан. ЖЭТФ, 72, 2034 (1977).
8. А. Б. Миздал. ДАН СССР, 96, 49 (1954); ЖЭТФ, 32, 633 (1957).
9. М. А. Тер-Микаелян. ДАН СССР, 94, 1033 (1954).
10. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, Изд. Наука, М., 1971.
11. И. И. Гольдман. ЖЭТФ, 38, 1866 (1960).
12. А. Л. Авакян et al. Phys. Rev., D16, 1596 (1977).
13. Г. М. Гарибян. Труды Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий, Ереван, 1977, стр. 15.

#### ԵԶՐԱՅԻՆ ԷՖԵԿՏԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ ԹԻԹԵՂՈՒՄ ԿԼԱՆՄԱՆ ՀԱՇՎԱՌՄԱՄԲ

Լ. Ա. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Գ. Մ. ՂԱՐԻՅԱՆ, ՅԱՆ ՇԻ

Աշխատանքում անցկացված է մասնիկի՝ թիթեղը հատելիս առաջացրած լրիվ ճառագայթման մեջ եզրային էֆեկտի մանրամասն ընդհանուր և թվային անալիզ: Եզրային էֆեկտը որոշ իմաստով հանդիսանում է անցումային ճառագայթման ընդհանրացումը մասնիկի բազմակի ցրման առկայության դեպքում: Ցույց է տրված, որ այդ ցրումը բերում է երկու երկ-վուլթեերի՝ ինտերֆերենցիոն մաքսիմումների և մինիմումների հարթեցմանը անցումային

ճառագայթման հաճախային սպեկտրում, որը կապված է ճառագայթման դաշտերի ֆազային հարաբերությունների խախտման հետ, և սպեկտրի հարստացմանը բարձր հաճախությունների տիրույթում (մասնիկի մեծ էներգիայի դեպքում), որը պայմանավորված է արգելակման ճառագայթման գերիշխող դերով եզրային էֆեկտում: Ցույց է տրված նույնպես, որ թիթեղի մեծ հաստությունների դեպքում եզրային էֆեկտի մեծությունը կախված չէ թիթեղի հաստությունից:

## THE INVESTIGATION OF THE BOUNDARY EFFECT IN A PLATE WITH DUE REGARD FOR THE ABSORPTION

L. A. VARDANIAN, G. M. GARIBIAN, C. YANG

A detailed general and numerical analysis of the boundary effect of the total radiation from a charged particle passing through a plate has been carried out with due regard for the multiple scattering and the absorption. The boundary effect is in a sense a generalization of transition radiation in the case of presence of multiple scattering. The multiple scattering is shown here to bring to two phenomena: 1) the smoothing of interference oscillations in the frequency spectrum of transition radiation due to the violation of phase relations of the radiation fields when the multiple scattering takes place; 2) the spectrum in the high-frequency range is enriched (at sufficiently large values of a particle Lorentz factor) due to the dominating role of a bremsstrahlung mechanism in the boundary effect. It is also shown that the boundary effect is independent of the plate thickness when it is sufficiently thick.

## ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЗАРЯЖЕННОЙ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЧАСТИЦЫ В ПЛАЗМЕ, НАХОДЯЩЕЙСЯ В ПОЛЕ СИЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

К. З. АЦАГОРЦЯН, С. С. ЭЛБАКЯН

Рассмотрены потери энергии релятивистской заряженной частицы, проходящей через плазму, помещенную в поле электромагнитной волны круговой поляризации с произвольным параметром интенсивности. Показано, что благодаря изменению дисперсионных свойств плазмы потери частицы существенно меняются.

Потери энергии заряженной частицы, проходящей через плазму, помещенную во внешнее однородное высокочастотное (ВЧ) электрическое поле и поле электромагнитной волны линейной поляризации, рассматривались в ряде работ [1—4]. В этих работах было показано, что из-за изменения дисперсионных свойств среды потери энергии частицы могут существенно изменяться. Однако во всех этих работах параметр интенсивности  $\xi = eE_0/mc\omega_0$  ( $e$ ,  $m$  — заряд и масса электрона,  $c$  — скорость света,  $E_0$ ,  $\omega_0$  — амплитуда и частота внешнего поля) предполагался малым ( $\xi \ll 1$ ).

В настоящей работе изучается влияние поля электромагнитной волны круговой поляризации с произвольным параметром интенсивности на потери энергии релятивистской частицы. При этом скорость  $v_e = \xi c / \sqrt{1 + \xi^2}$  осцилляций электронов во внешнем поле может стать порядка скорости света. Выбор круговой поляризации волны накачки обусловлен, во-первых, возможностью рассмотрения произвольных амплитуд внешней волны (так как для волн круговой поляризации можно найти точное решение уравнений Максвелла для основного состояния [5]), во-вторых, возможностью получения точного дисперсионного уравнения для волн, распространяющихся в том же направлении, что и волна накачки [6, 7]. Из дисперсионного уравнения вытекает возможность существования шести типов волн, возбуждение которых частицей приводит к изменению потерь энергии пролетающей частицы.

Мы не будем учитывать влияние возникающих в плазме неустойчивостей на потери энергии частицы, так как время взаимодействия релятивистской частицы со средой для не очень плотной плазмы ( $\omega_p \sim 10^8 \div 10^{11} \text{ сек}^{-1}$ ) и для значений  $v_e$ , не очень близких к скорости света, много меньше времени развития неустойчивости [6].

Предполагая, что скорость осцилляций электронов плазмы во внешнем поле много больше их тепловых скоростей, а частота внешнего поля  $\omega_0$  много больше частоты столкновений электронов с ионами, будем пользоваться уравнениями Максвелла и релятивистским гидродинамическим

уравнением движения для электронов в качестве исходной системы уравнений:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \frac{4\pi e}{c} n \mathbf{v} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{зар}}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = -4\pi e (n - n_0) + 4\pi \rho_{\text{зар}},$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\frac{e}{m} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \left\{ \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v} \times \mathbf{H} - \frac{\mathbf{v}}{c^2} (\mathbf{v} \mathbf{E}) \right\},$$

где  $n_0$  — плотность компенсирующих ионов, которые считаются неподвижными,  $\mathbf{j}_{\text{зар}}$  и  $\rho_{\text{зар}}$  — ток и плотность пролетающей частицы.

Так как частица релятивистская, то ее осцилляторным движением можно пренебречь, полагая

$$\mathbf{j}_{\text{зар}} = Ze v_0 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}_0 t), \quad \rho_{\text{зар}} = Ze \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}_0 t), \quad (2)$$

где  $v_0$  — скорость частицы вдоль оси  $z$ ,  $\mathbf{v}_0 = \mathbf{e}_z v_0$ .

В поле электромагнитной волны круговой поляризации, распространяющейся вдоль оси  $z$ ,

$$E_{x0} = E_0 \cos(\omega_0 t - k_0 z), \quad E_{y0} = E_0 \sin(\omega_0 t - k_0 z), \quad E_{z0} = 0, \quad (3)$$

$$H_{x0} = -\frac{ck_0}{\omega_0} E_0 \sin(\omega_0 t - k_0 z), \quad H_{y0} = \frac{ck_0}{\omega_0} E_0 \cos(\omega_0 t - k_0 z), \quad H_{z0} = 0,$$

где

$$k_0 = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_L^2}{\omega_0^2}}, \quad \omega_L^2 = \omega_p^2 \sqrt{1 - \beta^2}, \quad \beta = \frac{v_e}{c}, \quad \omega_p^2 = 4\pi n_0 e^2 / m$$

возможно пространственно однородное состояние плазмы, в котором скорость частиц плазмы определяется выражениями [6]

$$v_{xe} = v_e \sin(\omega_0 t - k_0 z), \quad v_{ye} = v_e \cos(\omega_0 t - k_0 z), \quad v_{ze} = 0, \quad (4)$$

$$v_e = \frac{\xi c}{\sqrt{1 + \xi^2}}, \quad \xi = \frac{e E_0}{m c \omega_0}.$$

Рассмотрим малые возмущения плазмы на этом фоне, т. е. все величины представим в виде  $f = f_0 + f'$ , где  $f'$  определяются формулами (3) и (4). Линеаризуя систему относительно величин  $f'$ , получаем следующую систему уравнений для малых колебаний плазмы:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}' = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}'}{\partial t} - \frac{4\pi e}{c} (n_0 \mathbf{v}' + n' \mathbf{v}_e) + \frac{4\pi}{c} Ze v_0 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}_0 t),$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E}' = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}'}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \mathbf{H}' = 0,$$

$$\operatorname{div} \mathbf{E}' = -4\pi e n' + 4\pi Ze \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}_0 t), \quad (5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}'}{\partial t} + (\mathbf{v}_e \nabla) \mathbf{v}' + (\mathbf{v}' \nabla) \mathbf{v}_e = - \frac{e}{m} \sqrt{1 - \beta_e^2} \left\{ \mathbf{E}' + \frac{\mathbf{v}_e}{c} \times \mathbf{H}' + \right. \\ \left. + \frac{\mathbf{v}'}{c} \times \mathbf{H}_0 - \frac{\mathbf{v}_e}{c^2} (\mathbf{v}_e \mathbf{E}' + \mathbf{v}' \mathbf{E}_0) \right\} + \frac{e (\mathbf{v}' \nabla \mathbf{e})}{mc^2 \sqrt{1 - \beta_e^2}} \left( \mathbf{E}_0 + \frac{\mathbf{v}_e}{c} \times \mathbf{H}_0 \right).$$

Система (5) является системой уравнений в частных производных с периодическими коэффициентами относительно переменной  $z - \frac{\omega_0}{k_0} t$ .

Перейдем от  $x$ - и  $y$ -компонент полей и скоростей электронов плазмы к переменным

$$E^\pm = E'_x \pm i E'_y, \quad H^\pm = H'_x \pm i H'_y, \quad w^\pm = v_x \pm i v_y. \quad (6)$$

Поля в среде будем искать в виде

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \int e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega) d^3 k d\omega, \quad (7)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \int e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \mathbf{H}(\mathbf{k}, \omega) d^3 k d\omega.$$

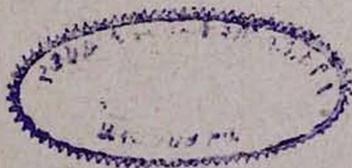
После преобразований систему (5) можно свести к следующей системе для определения  $z$ -компоненты электрического поля:

$$\frac{R_n E_z^{(n)}}{k_z + n k_0} \left[ (\omega + n \omega_0) \varepsilon(n \omega_0) + \frac{R_n \omega_L^2}{\omega + n \omega_0} \frac{\beta_e^2}{2} \left( \frac{1}{R_{n+1}} + \frac{1}{R_{n-1}} \right) \right] + \\ + \sum_{s, m = -\infty}^{\infty} \frac{J_{n-m}(\alpha) J_{s-m}(\alpha)}{k_z + s k_0} e^{i(n-s)\varphi} (m-s) \omega_0 R_s E_z^{(s)} \left\{ 1 + \right. \\ \left. + \frac{\omega_L^2}{(\omega + s \omega_0)(\omega + m \omega_0)} \left[ \frac{R_n}{R_s} - \frac{\beta_e^2}{2} R_n \left( \frac{1}{R_{s+1}} + \frac{1}{R_{s-1}} \right) \right] \right\} = \\ = \frac{Z e i}{2 \pi^2} \sum_{m = -\infty}^{\infty} \frac{J_{n-m}(\alpha) J_{-m}(\alpha) e^{i n \varphi}}{\omega + m \omega_0} \left\{ \omega_L^2 \left[ 1 + \frac{v_0^2}{c^2} \left( \frac{R_n}{R_0} - 1 \right) \right] + \right. \\ \left. + \left( 1 - \frac{v_0^2}{c^2} \right) \left[ (\omega + m \omega_0)^2 \varepsilon(m \omega_0) + \frac{\omega_L^2 \beta_e^2}{2} R_n \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_{-1}} \right) \right] \right\}, \quad (8)$$

где  $n$  — целые числа; введены следующие обозначения:

$$R_n = (\mathbf{k} + n \mathbf{k}_0)^2 - \frac{(\omega + n \omega_0)^2}{c^2} \varepsilon(n \omega_0), \quad \varepsilon(n \omega_0) = 1 - \frac{\omega_L^2}{(\omega + n \omega_0)^2}, \\ E_z^{(n)} \equiv E_z(\mathbf{k} + n \mathbf{k}_0, \omega + n \omega_0), \quad \alpha = \frac{q v_e}{\omega}, \quad q = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}.$$

В дальнейшем будем считать, что  $\omega_0 \gg \omega_L$ . Систему уравнений (8) будем решать методом последовательных приближений, считая  $\alpha \ll 1$ . При вычислении потерь энергии пролетающей частицы на далекие столкновения величина  $q$  изменяется от 0 до значения  $q_m$ , соответствующего макси-



мальному переданному импульсу, определяемому из условия применимости макроскопического рассмотрения

$$\frac{\omega_L}{v} \ll q_m \ll \frac{\omega_0}{v_e} \quad (9)$$

Поэтому в суммах ограничимся лишь слагаемыми, содержащими функции Бесселя нулевого индекса. В этом приближении для  $z$ -компоненты электрического поля получаем выражение

$$E_z(\mathbf{k}, \omega) = \frac{Ze i k_z}{2\pi^2 R_0} \delta(\omega - \mathbf{k}v_0) \left\{ 1 - \frac{v_0^2}{c^2} + \frac{\omega_L^2 R_1 R_{-1}}{\omega^2 \varepsilon(\omega) R_1 R_{-1} + \frac{\omega_L^2 \beta_e^2}{2} R_0 (R_1 + R_{-1})} \right\} \quad (10)$$

Работа поля  $\mathbf{E}$  над зарядом  $Ze$  в единицу времени, усредненная по периоду внешнего поля, дается выражением

$$W = Ze v_0 \int E_z(\mathbf{k}, \omega) d\mathbf{k} d\omega = \frac{Z^2 e^2 \omega_L^2}{\pi v_0} \operatorname{Im} \int_0^\infty \omega d\omega \int_0^{q_{\max}} \frac{q dq R_1(q, \omega) R_{-1}(q, \omega)}{R_0(q, \omega) D(q, \omega)},$$

где

$$R_0(q, \omega) = q^2 + \frac{\omega^2}{v_0^2} (1 - \beta^2) + \frac{\omega_L^2}{c^2}, \quad \beta = \frac{v_0}{c},$$

$$R_{\pm 1}(q, \omega) = q^2 + \frac{\omega^2}{v_0^2} (1 - \beta^2) \pm \frac{\omega \omega_0}{v_0 c} (1 - \beta^2),$$

$$D(q, \omega) = \omega^2 \varepsilon(\omega) R_1(q, \omega) R_{-1}(q, \omega) + \frac{\omega_L^2 \beta_e^2}{2} R_0(q, \omega) [R_1(q, \omega) + R_{-1}(q, \omega)]. \quad (11)$$

При устремлении  $\beta_e$  к нулю  $\frac{D(q, \omega)}{R_1(q, \omega) R_{-1}(q, \omega)}$  переходит в  $\omega^2 \varepsilon(\omega)$ ,

и мы получаем обычные поляризационные потери частицы в свободной плазме. Очевидно, что основной вклад в интеграл (11) вносят области прозрачности плазмы ( $\operatorname{Im} D(q, \omega) \equiv D''(q, \omega) \rightarrow 0$ ). Поэтому в формуле (11) можем записать

$$\operatorname{Im} \frac{1}{D(q, \omega)} = -\pi \delta(D(q, \omega)) \operatorname{sign} D''(q, \omega). \quad (12)$$

Проведя в (11) интегрирование по  $q$ , получим следующее выражение:

$$W = -\frac{Z^2 e^2 \omega_L^2}{2 v_0} \left\{ \int_0^{\omega_1} f_1(\omega) \omega d\omega + \int_{\omega_1}^{\omega_2} f_2(\omega) \omega d\omega \right\}, \quad (13)$$

где

$$f_{1,2}(\omega) = \frac{\omega_L^2 \beta_e^2}{(\omega^2 - \omega_L^2)(\omega^2 - \omega_L^2 + \omega_L^2 \beta_e^2)} \left[ 1 \pm \frac{\omega_L^2 \beta_e^2}{\sqrt{4z\omega^2(\omega^2 - \omega_L^2)(\omega^2 - \omega_L^2 + \omega_L^2 \beta_e^2) + \omega_L^6 \beta_e^2}} \right],$$

$$\alpha = \frac{\omega_0^2}{\omega_L^2} \left( 1 - \beta_e^2 - \frac{\omega_L^2}{\omega_0^2} \right)^2.$$

Интегрирование по  $\omega$  в формуле (13) проводится в пределах, определяемых из условия, чтобы корни  $q_i(\omega)$  уравнения  $D(q, \omega) = 0$  находились между 0 и  $q_m$ , где  $q_m$  определяется условием (9).

Пусть энергия  $E$  пролетающей частицы удовлетворяет условию

$$\frac{\sqrt{\omega_L \omega_0}}{q_m c} \ll \gamma \ll \frac{\omega_0}{\omega_L}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_e^2}} = \frac{E}{mc^2}, \quad (14)$$

а скорость осцилляций электронов плазмы во внешнем поле —

$$\frac{v_e^2}{c^2} > 1 - \frac{\omega_L^2}{q_m^2 c^2}. \quad (15)$$

Пользуясь условиями (14) и (15), приближенно находим пределы интегрирования

$$\omega_1^2 = \omega_L^2 \left( 1 + \frac{\beta_e^2 \omega_L^2}{\omega_0^2 (1 - \beta_e^2)} \right), \quad \omega_2^2 = \omega_0^2 \beta_e^2, \quad (16)$$

$$\omega_3^2 = \omega_L^2 \left[ 1 - \beta_e^2 - \frac{\omega_L^2 \beta_e^2}{q_m^2 c^2} \left( 1 + \alpha (1 - \beta_e^2) \frac{\omega_L^2}{q_m^2 c^2} \right) \right].$$

Выражение для потерь энергии частицы в плазме после интегрирования по  $\omega$  выражается через элементарные функции и эллиптические интегралы третьего рода. Мы не приводим его в общем виде из-за громоздкости. Однако в двух частных случаях оно имеет простой вид. При  $\alpha \gg 1$ , что соответствует энергии пролетающей частицы, лежащей в интервале

$$\frac{\sqrt{\omega_L \omega_0}}{q_m c} \ll \gamma \ll \sqrt{\frac{\omega_0}{\omega_L}},$$

имеем

$$W = - \frac{Z^2 e^2 \omega_L^2}{v_0} \ln \frac{q_m v_0}{\omega_L}. \quad (17)$$

При  $\alpha \ll 1$ , т. е.  $\gamma \gg \sqrt{\frac{\omega_0}{\omega_L}}$  получаем

$$W = - \frac{Z^2 e^2 \omega_L^2}{v_0} \left[ \ln \frac{q_m v_0}{\omega_L} - \frac{1}{2} \ln \frac{1}{1 - \beta_e^2} \right]. \quad (18)$$

В общем случае выражение для потерь энергии частицы можно записать в виде

$$W = - \frac{Z^2 e^2 \omega_L^2}{v_0} \left[ \ln \frac{q_m v_0}{\omega_L} - A(\gamma, \beta_e^2) \right], \quad (19)$$

где  $A(\gamma, \beta_e^2)$  было получено путем численного интегрирования на ЭВМ.

На рис. 1 приводится зависимость  $\frac{Z^2 e^2 \omega_p^2}{v_0} A(\gamma, \beta_e^2) / W_0$  от энергии пролетающей частицы при различных значениях  $\beta_e^2$ . Величина  $W_0 = \frac{Z^2 e^2 \omega_p^2}{v_0} \ln \frac{q_m v_0}{\omega_p}$  описывает потери в плазме в отсутствие внешнего поля. Мы сочли целесообразным привести также на рис. 2 кривые

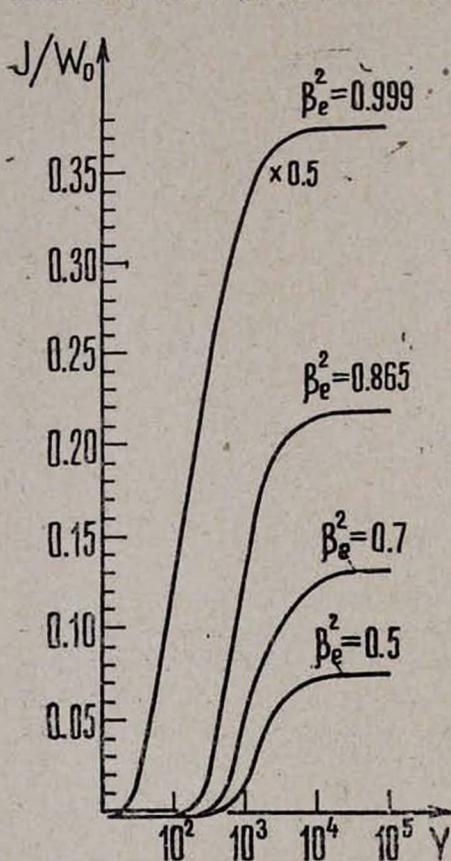


Рис. 1. Кривые зависимости  $J/W_0$  от  $\gamma$ , где  $J = Z^2 e^2 \omega_p^2 A/v_0$ , при  $\beta_e^2 = 0,5; 0,7; 0,865; 0,999$ ;  $\omega_p = 10^{10} \text{ сек}^{-1}$ ,  $\omega_0 = 10^{16} \text{ сек}^{-1}$ ,  $q_{\text{max}} = 10^2 \text{ см}^{-1}$ . Кривая для  $\beta_e^2 = 0,999$  дана в уменьшенном в 2 раза масштабе.

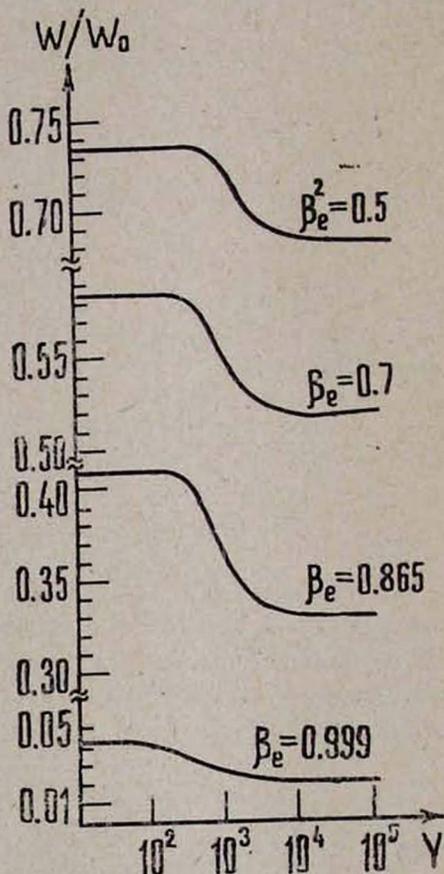


Рис. 2. Кривые зависимости  $W/W_0$  от  $\gamma$  при тех же значениях параметров, что и на рис. 1.

зависимости относительных потерь  $W/W_0$  от  $\gamma$  при различных значениях  $\beta_e^2$ . При численных расчетах были взяты следующие значения параметров:  $q_m = 10^2 \text{ см}^{-1}$ ,  $\omega_0 = 10^{16} \text{ сек}^{-1}$ ,  $\omega_p = 10^{10} \text{ сек}^{-1}$ ,  $10 \ll \gamma \ll 10^6$ .

Из приведенных аналитических и графических результатов можно сделать следующие выводы.

1. Наличие внешнего поля приводит как к изменению ленгмюровской частоты плазмы  $\omega_L^2 = \omega_p^2 \sqrt{1 - \beta_e^2}$ , так и к появлению в потерях частицы добавочного члена  $A(\gamma, \beta_e^2)$ , зависящего от энергии пролетающей частицы. Изменение ленгмюровской частоты приводит к тому, что с увеличением  $\beta_e$  потери энергии пробной частицы уменьшаются и стремятся к нулю при  $\beta_e \rightarrow 1$  (см. также рис. 2).

2. При энергиях  $\gamma \ll \sqrt{\frac{\omega_0}{\omega_L}}$   $A(\gamma, \beta_e^2)$  стремится к нулю (формула (17) и рис. 1). Из рисунков видно, что с ростом энергии частицы потери начинают зависеть от энергии, а именно, при постоянном  $\beta_e$  с увеличением энергии они уменьшаются, а при  $\gamma \gg \sqrt{\frac{\omega_0}{\omega_L}}$  описываются выражением, не зависящим от энергии пролетающей частицы (формула (18)).

3. Из рис. 1 и формулы (18) видно, что с увеличением  $\beta_e$  зависящий от энергии частицы член в потерях  $A(\gamma, \beta_e^2)$  возрастает.

4. При  $\gamma \gg \frac{\omega_0}{\omega_L}$ , когда не выполняется условие (14),  $\alpha = \frac{\omega_L^2}{\omega_0^2} \ll 1$ , потери пробной частицы не зависят от ее энергии и описываются выражением (18).

В заключение выражаем благодарность А. Ц. Аматауни за обсуждения.

Ереванский физический  
институт

Поступила 26.VII.1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. М. Алиев, Л. М. Горбунов, Р. Р. Рамазашвили. ЖЭТФ, 61, 1477 (1971).
2. Г. Г. Матевосян. Краткие сообщения по физике (ФИАН), 7, 13 (1972).
3. Г. Г. Матевосян. Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 431 (1978).
4. А. Ц. Аматауни и др. Труды Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий, Ереван, 1977, стр. 416.
5. А. И. Ахиезер, Р. В. Половин. ЖЭТФ, 30, 915 (1956).
6. А. М. Калмыков, Н. Я. Коцаренко. Изв. вузов, Радиофизика, 19, 1481 (1976).
7. L. Stenflo. Plasma Physics, 19, 1187 (1977).

ԼԻՅՔԱՎՈՐՎԱԾ ՌԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԻԿ ՄԱՍՆԻԿԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ  
ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐԸ ՇՐՋԱՆԱՅԻՆ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՈՒԺԵՂ  
ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍՏԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ԳՏՆՎՈՂ ՊԼԱՋՄԱՅՈՒՄ

Ք. Զ. ՀԱՅԱԳՈՐՄՅԱՆ, Ս. Ս. ԷԼԲԱԿՅԱՆ

Ուսումնասիրվում է ինտենսիվության կամայական պարամետր ունեցող շրջանային բևեռացման էլեկտրամագնիսական ալիքի ազդեցությունը ուղիղաձիգային մասնիկի էներգիայի կորուստների վրա: Ցուց է տրված, որ արտաքին դաշտում պլազմայի դիսպերսիոն հատկությունների փոփոխման պատճառով մասնիկի կորուստները կախված նրա էներգիայից փոփոխվում են:

ENERGY LOSSES OF A CHARGED RELATIVISTIC PARTICLE  
IN PLASMA IN THE FIELD OF A STRONG ELECTROMAGNETIC  
WAVE OF CIRCULAR POLARIZATION

K. Z. ATSAGORTSYAN, S. S. ELBAKYAN

The influence of the field of circularly polarized electromagnetic wave with an arbitrary parameter of intensity on the energy losses of a relativistic particle is discussed. It is shown that due to the change of dispersion properties of plasma in an external field, the energy losses begin to depend on the energy of the particle.



кристаллах с такой геометрией имеет важное значение для теории и эксперимента рентгеновского изображения.

Распространение рентгеновских волновых полей в совершенном кристалле описывается уравнениями Такаги [9]

$$\frac{\partial \psi_0}{\partial s_0} = -i\pi k C x_h \psi_h, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \psi_h}{\partial s_h} = -i\pi k C x_h \psi_0,$$

где  $\psi_0$  и  $\psi_h$  — квазиамплитуды волнового поля в кристалле,  $s_0$  и  $s_h$  — координаты точек в косоугольной системе с осями, параллельными волновым векторам дифрагированных волн  $\mathbf{k}_0$  и  $\mathbf{k}_h$ ;  $k = 1/\lambda$ ,  $\lambda$  — длина волны первичного излучения,  $C = 1$  или  $\cos 2\theta$  ( $\theta$  — угол Брэгга),  $x_h$ ,  $x_{\bar{h}}$  — фурье-компоненты эффективной диэлектрической поляризуемости кристалла.

Общее решение уравнений (1) в точке  $P(s_0^0, s_h^0)$  с помощью функции Римана соответствующей задачи записывается в виде

$$\begin{aligned} \psi_h(P) &= \int_{TR} v_h \frac{\partial \psi_h}{\partial s_h} ds_h + \int_{TR} \psi_h \frac{\partial v_h}{\partial s_0} ds_0 + \int_{T'R'} v_h \frac{\partial \psi_h}{\partial s_h} ds_h, \\ \psi_0(P) &= \int_{TR} v_0 \frac{\partial \psi_0}{\partial s_0} ds_0 + \int_{TR} \psi_0 \frac{\partial v_0}{\partial s_h} ds_h + \int_{T'R'} \psi_0 \frac{\partial v_0}{\partial s_h} ds_h, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $v_0$  и  $v_h$  — функции Римана, удовлетворяющие уравнению

$$\frac{\partial^2 v_{0,h}}{\partial s_0 \partial s_h} - \pi^2 k^2 C^2 x_h x_{\bar{h}} v_{0,h} = 0$$

с граничными условиями

$$\left. \frac{\partial v_h}{\partial s_0} \right|_{TR} = 0, \quad \left. \frac{\partial v_0}{\partial s_h} \right|_{T'R'} = 0, \quad v_{0,h}(P) = 1.$$

Они имеют вид

$$\begin{aligned} v_0 &= J_0(2\beta \sqrt{(s_0^0 - s_0)(s_h^0 - s_h)}) + b' \frac{s_h^0 - s_h}{s_0^0 - s_0} J_2(2\beta \sqrt{(s_0^0 - s_0)(s_h^0 - s_h)}), \\ v_h &= J_0(2\beta \sqrt{(s_0^0 - s_0)(s_h^0 - s_h)}) + b^{-1} \frac{s_0^0 - s_0}{s_h^0 - s_h} J_2(2\beta \sqrt{(s_0^0 - s_0)(s_h^0 - s_h)}), \end{aligned}$$

где  $J_0(z)$  и  $J_2(z)$  — функции Бесселя,

$$\beta^2 = \pi^2 k^2 C^2 x_h x_{\bar{h}}, \quad b = \frac{|\cos(\mathbf{s}_h, \mathbf{n}_e)|}{\cos(\mathbf{s}_0, \mathbf{n}_e)}, \quad b' = \frac{|\cos(\mathbf{s}_h, \mathbf{n}_r)|}{\cos(\mathbf{s}_0, \mathbf{n}_r)},$$

$\mathbf{n}_e$  и  $\mathbf{n}_r$  — единичные векторы внутренних нормалей к поверхностям кристалла (см. рисунок).

Последовательное применение формул (2) для определения амплитуд  $\psi_0$  и  $\psi_h$  в произвольной точке  $P(s_0^0, s_h^0)$  приводит к многократным интегралам по двум поверхностям кристалла, которые легко вычисляются при переходе к преобразованию Лапласа. Окончательно получаем

$$\psi_h(s_0^0, s_h^0) = \sum_{n=0}^{\infty} (\psi_{hn}^{(1)}(s_0^0, s_h^0) + \psi_{hn}^{(2)}(s_0^0, s_h^0)), \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \psi_{hn}^{(1)} &= (-1)^n i x_h \gamma^n (n+1) \int_0^{l_{hn}} \left[ \left( \frac{x_{2n}}{x_{1n}} \right)^n J_{2n}(2B\sqrt{x_{1n}x_{2n}}) + \right. \\ &\quad \left. + \left( \frac{x_{2n}}{x_{1n}} \right)^{n+1} J_{2(n+1)}(2B\sqrt{x_{1n}x_{2n}}) \right] \psi_0^l ds_h, \\ \psi_{hn}^{(2)} &= (-1)^{n+1} i x_h \gamma^n (n+1) \int_0^{L_{0n}} \left[ \left( \frac{y_{2n}}{y_{1n}} \right)^n J_{2n}(2B\sqrt{y_{1n}y_{2n}}) + \right. \\ &\quad \left. + \left( \frac{y_{2n}}{y_{1n}} \right)^{n+1} J_{2(n+1)}(2B\sqrt{y_{1n}y_{2n}}) \right] \psi_0^l ds_h, \end{aligned} \quad (4)$$

$$x_{1n} = \frac{\gamma^n s_0^0 + \sum_{j=0}^{n-1} d_{0j}}{b} - s_h = l_{0n} - s_h,$$

$$x_{2n} = \gamma^{-n} \left( s_0^0 - \sum_{j=0}^{n-1} d_{hj} \right) - s_h = l_{hn} - s_h,$$

$$y_{1n} = \gamma^{n+1} s_h^0 + \sum_{j=0}^n d_{hj} - s_h = L_{hn} - s_h,$$

$$y_{2n} = \frac{s_0^0 - \sum_{j=0}^n d_{0j}}{b' \gamma^n} - s_h = L_{0n} - s_h,$$

$$d_{0j} = d_{00} \gamma^j, \quad d_{hj} = d_{00} \frac{\gamma^j}{b}, \quad \gamma = \frac{b'}{b}, \quad B = \beta \sqrt{V \bar{b}}.$$

Выпишем также представления амплитуд  $\psi_{hn}^{(1)}$  и  $\psi_{hn}^{(2)}$  с помощью преобразования Лапласа

$$\begin{aligned} \psi_{hn}^{(1)} &= (-1)^n i x_h \gamma^n (n+1) \int_{c-l\infty}^{c+l\infty} e^{pl_{hn}} \left[ \left( \frac{2B}{p + \sqrt{p^2 + 4B^2}} \right)^{2n} + \right. \\ &\quad \left. + \left( \frac{2B}{p + \sqrt{p^2 + 4B^2}} \right)^{2(n+1)} \right] \frac{\exp \left[ \frac{l_{0n} - l_{hn}}{2} (p - \sqrt{p^2 + 4B^2}) \right]}{\sqrt{p^2 + 4B^2}} \Phi_0^l(p) dp, \end{aligned}$$

$$\psi_{hn}^{(2)} = (-1)^{n+1} i^{\gamma_n} \gamma_n^{(n+1)} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} e^{pL_{0n}} \left[ \left( \frac{2B}{p+V\sqrt{p^2+4B^2}} \right)^{2n} + \left( \frac{2B}{p+V\sqrt{p^2+4B^2}} \right)^{2(n+1)} \right] \frac{\exp \left[ \frac{L_{hn} - L_{0n}}{2} (p - V\sqrt{p^2+4B^2}) \right]}{V\sqrt{p^2+4B^2}} \Phi_0^i(p) dp.$$

Из выражений (3) и (4) в частных случаях  $\psi_0^i(s_h) = \delta(s_h)$  (приближение сферической волны) и  $\psi_0^i(s_h) \sim e^{i\gamma s_h}$  (приближение плоской волны,  $\gamma$  — параметр углового смещения от точного [угла Брэгга] полу-чаются соответствующие решения для сферических и плоских волн [5].

Ереванский государственный  
университет

Поступила 9.IV.1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. Afanans'ev, V. Kohn. Acta Cryst., A27, 421 (1971).
2. T. Uragami. J. Phys. Soc. Japan, 27, 147 (1969).
3. T. Uragami. J. Phys. Soc. Japan, 28, 1508 (1970).
4. В. Кон. Кандидатская диссертация, М., 1975.
5. Э. Г. Пинскер. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах, Изд. Наука, М., 1974.
6. T. Saka, T. Katagawa, N. Kato. Acta Cryst., A28, 113 (1972).
7. N. Kato. Z. Naturforsch., 15, 369 (1960).
8. N. Kato. J. Appl. Phys., 39, 2225 (1968).
9. S. Takagi. J. Phys. Soc. Japan, 26, 1239 (1969).

ԲՐԵԳԻ ԵՐԿՐԱԶԱՓՈՒԹՅԱՄԲ ՍԵՊԱԶԵՎ ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ  
ՌԵՆՏԳԵՆԵՅԱՆ ԱԼԻՔԱՅԻՆ ՓԱԹԵԹՆԵՐԻ ԴԻՖՐԱԿՅԻԱՅԻ  
ՌԻՄԱՆԻ ՖՈՒՆԿՅԻԱՆ

Կ. Գ. ԹՐՈՒՆԻ, Դ. Մ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Դիտարկված է սեպաձև բյուրեղում աենագնյան ալիքային փաթեթների դիֆրակցիայի խնդիրը Բրեգի երկրաչափության համար Կառուցված է ալիքային դաշտերի տարածումը նկարագրող Ռիմանի ֆունկցիան, որի օգնությամբ ձևակերպվում է տարածական աենամասնո աենագնյան ալիքային փաթեթների դիֆրակցիայի Հյուգենս-Ֆրենելի սկզբունքը դիտարկվող դեպքում:

#### THE RIEMANN FUNCTION FOR X-RAY WAVE PACKETS DIFFRACTION IN WEDGE-SHAPED CRYSTALS IN THE CASE OF BRAGG GEOMETRY

K. G. TRUNI, D. M. VARDANYAN

The problem of wave packets diffraction in wedge-shaped crystals is considered in the case of Bragg geometry. The Riemann function describing the propagation of the wave fields is constructed. Using this function the Huygens-Fresnel principle of spatially inhomogeneous X-ray wave packets diffraction is formulated for this case.

## УГЛОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МЕЖДУБЛЕТНОГО ЭПР-СПЕКТРА ИОНОВ С $S = 3/2$ , $I \geq 1/2$ В СИЛЬНОМ АКСИАЛЬНОМ КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ПОЛЕ

А. А. МИРЗАХАНИЯН, А. К. ПЕТРОСЯН

На основе теории возмущений рассчитана угловая зависимость уровней энергии дублета  $|\pm 3/2\rangle$  ионов с  $S = 3/2$ ,  $I \geq 1/2$  в сильном аксиальном кристаллическом поле. Показано, что большие расщепления в нулевом поле между крамерсовыми дублетами приводят к анизотропии резонансных магнитных полей и сверхтонкого расщепления междудублетных переходов. Получено хорошее согласие результатов расчета с экспериментально измеренной угловой зависимостью междудублетных переходов иона  $Mo^{3+}$  в корунде.

Как известно, при внедрении ионов с полудельным электронным спином  $S \geq 3/2$  в диамагнитную матрицу нередко происходит частичное снятие спинового вырождения энергетических уровней примесного иона. Например, в случае  $S = 3/2$  уровни основного состояния расщепляются на два крамерсовых дублета  $|\pm 1/2\rangle$  и  $|\pm 3/2\rangle$ , энергетический интервал между которыми принято называть расщеплением в нулевом поле (РНП). Величина и знак этого расщепления обусловлены совместным действием кристаллического поля низкой симметрии и спин-орбитального взаимодействия. Особый интерес представляют системы с большими РНП, прямое изучение которых стало возможным лишь в последние годы благодаря созданию перестраиваемых источников излучения миллиметрового диапазона. Подобные исследования необходимы не только для выяснения природы больших расщеплений, но имеют и важное прикладное значение в связи с созданием лазеров миллиметрового диапазона. Однако число работ по ЭПР в коротковолновой области миллиметрового диапазона к настоящему времени невелико, в частности, слабо изучены особенности спектров ЭПР на высоких частотах, обусловленные большим РНП.

В работах [1—5] было показано, что большие РНП между крамерсовыми дублетами ионов с  $S \geq 3/2$ ,  $I \geq 1/2$  приводят к анизотропии резонансных магнитных полей и сверхтонкого расщепления ЭПР-спектра в случае внутридублетного перехода  $-1/2 \rightarrow +1/2$ . В настоящей работе теоретически изучается угловая зависимость междудублетных переходов ионов с  $S = 3/2$ ,  $I \geq 1/2$  в сильном аксиальном кристаллическом поле (т. е. в случае большого РНП). Полученные результаты сравниваются с экспериментальными данными для иона  $Mo^{3+}$  в монокристаллах корунда.

ЭПР-спектр ионов с электронным спином  $S = 3/2$  и ядерным спином  $I \geq 1/2$ , находящихся в кристаллическом поле аксиальной симметрии, описывается спиновым гамильтонианом вида

$$H = D \left\{ S_z^2 - \frac{1}{3} S(S+1) \right\} + g_{\parallel} \beta H S_z \cos \theta + g_{\perp} \beta H S_x \sin \theta + A_{\parallel} S_z I_z + A_{\perp} (S_x I_x + S_y I_y), \quad (1)$$

где используются общепринятые обозначения. За ось  $z$  квантования электронного спина принята ось аксиальной симметрии кристалла, а  $\theta$  — угол между осью  $z$  и направлением внешнего магнитного поля  $H$ . Для упрощения расчетов считается, что поле  $H$  лежит в плоскости  $xz$  — это не нарушает общности вследствие аксиальной симметрии гамильтониана.

При отсутствии сверхтонкой структуры расщепление в нулевом магнитном поле между крамерсовыми дублетами иона с  $S = 3/2$  равно  $|2D|$ . В общем случае, когда  $|2D| \sim g\beta H$ , для нахождения угловой зависимости уровней энергии необходимо решать секулярное уравнение четвертой степени на ЭВМ, что, конечно, усложняет обработку спектров ЭПР. Однако в случае больших РНП, когда  $|2D| \gg g\beta H$ , с помощью теории возмущений можно получить довольно простые аналитические выражения для энергетических уровней при любом угле  $\theta$ . Если также учесть, что при  $H > 1$  кЭ справедливо неравенство  $g\beta H \gg |A|$ , то уровни энергии парамагнитного иона можно найти последовательным применением теории возмущений, рассматривая зеемановское взаимодействие в качестве поправки к аксиальному члену и учитывая сверхтонкое взаимодействие после диагонализации зеемановского взаимодействия.

В дальнейшем будем характеризовать уровни энергии квантовыми числами  $M = S_z$  и  $m = I_z$ . При этом удобно использовать нумерацию, соответствующую случаю «слабого магнитного поля» ( $\beta H \ll |D|$ ), когда нет пересечения уровней при любом угле  $\theta$ . Для нахождения угловой зависимости междублетного ЭПР-спектра нами были рассчитаны по теории возмущений уровни энергии дублета  $|\pm 3/2\rangle$ . Путем решения уравнения Шредингера с гамильтонианом (1) с точностью до третьего порядка по зеемановскому взаимодействию и первого порядка по сверхтонкому взаимодействию получено выражение

$$W_{\pm \frac{3}{2}, m} = D \pm \frac{3}{2} g_{\parallel} \beta H \cos \theta + \frac{3}{4} \frac{(g_{\perp} \beta H)^2}{2D} \sin^2 \theta \mp \frac{3}{4} \frac{g_{\perp} (g_{\perp} \beta H)^2}{g_{\perp} (2D)^2} \sin^2 \theta \cos \theta \pm \frac{3}{2} A_{\perp} m. \quad (2)$$

Уровни энергии для дублета  $|\pm 1/2\rangle$  приведены в [5]:

$$W_{\pm \frac{1}{2}, m} = -D \pm \frac{1}{2} g \beta H - \frac{3}{4} \frac{(g_{\perp} \beta H)^2}{2D} \sin^2 \theta \pm \frac{9}{8} \frac{g_{\perp}^2 (g_{\perp} \beta H)^2}{g g_{\perp} (2D)^2} \sin^2 \theta \cos^2 \theta \mp \frac{3}{8} \frac{g (g_{\perp} \beta H)^2}{g_{\perp} (2D)^2} \sin^2 \theta \pm \frac{1}{2} A m, \quad (3)$$

где

$$g = \sqrt{g_{\parallel}^2 \cos^2 \theta + 4 g_{\perp}^2 \sin^2 \theta}, \quad A = \frac{1}{g} \sqrt{A_{\parallel}^2 g_{\parallel}^2 \cos^2 \theta + 16 A_{\perp}^2 g_{\perp}^2 \sin^2 \theta}.$$

Рассмотрим вначале случай, когда сверхтонкая структура отсутствует ( $I = 0$ ). На рис. 1 представлена зависимость уровней энергии основного состояния иона с  $S = 3/2$  от внешнего магнитного поля при двух ориентациях кристалла. График построен согласно формулам (2) и (3), где для упрощения расчетов принято  $g_{\parallel} = g_{\perp} = 2$ . Так как по оси  $y$  отложена без-

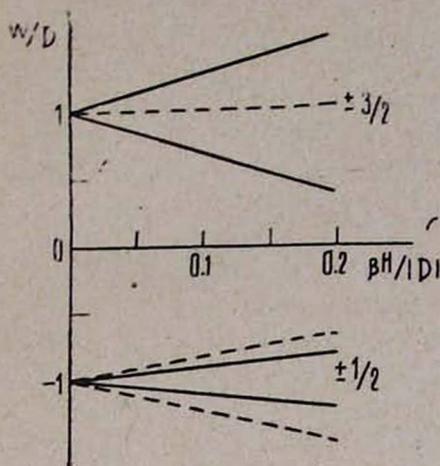


Рис. 1. Зависимость уровней энергии основного состояния иона с  $S = 3/2$  от внешнего магнитного поля при  $\theta = 0$  (сплошные линии) и  $\theta = 90^\circ$  (пунктирные линии).

размерная величина  $W/D$ , то при любом знаке  $D$  верхним оказывается дублет  $|\pm 3/2\rangle$ . Масштаб по оси  $x$  выбран в соответствии с условием применимости теории возмущений, поэтому график можно использовать в довольно широких пределах изменения  $H$  и  $D$ , если при этом сохраняется соотношение  $\beta H \ll |D|$ .

В случае больших РНП для измерения междублетных переходов при обычных магнитных полях до 5 кЭ необходим ЭПР-спектрометр с квантом излучения  $h\nu$  того же порядка, что и  $|2D|$ . При фиксированных значениях частоты спектрометра  $\nu$  и угла  $\theta$  в общем случае можно наблюдать два междублетных перехода — разрешенный переход с  $|\Delta M| = 1$  и «запрещенный» с  $|\Delta M| = 2$ . Последний переход является строго запрещенным при  $\theta = 0^\circ$ , и его вероятность монотонно возрастает при изменении  $\theta$  от 0 до  $90^\circ$ .

Угловую зависимость резонансных магнитных полей для междублетных переходов можно найти из формул (2) и (3), исходя из условия резонанса  $h\nu = W_i - W_j$ . В частности, без учета СТС для разрешенных переходов с  $\Delta M = \pm 1$  с точностью до первого порядка теории возмущений следует

$$H(\theta) = \frac{|2D| - h\nu}{\frac{1}{2} \beta |3g_{\parallel} \cos \theta - g|} \quad (4)$$

При условии  $g_{\parallel} \approx g_{\perp}$ , которое справедливо для многих ионов с большим РНП, получаем

$$\frac{H(\theta)}{H(0)} = \frac{2}{|3 \cos \theta - \sqrt{1 + 3 \sin^2 \theta}|} \quad (5)$$

Аналогичным образом вычисляется анизотропия резонансных полей для переходов с  $\Delta M = \pm 2$ :

$$H(\theta) = \frac{|2D| - h\nu}{\frac{1}{2} \beta (3g_{\parallel} \cos \theta + g)}, \quad \frac{H(\theta)}{H_{\text{разр}}(0)} \approx \frac{2}{3 \cos \theta + \sqrt{1 + 3 \sin^2 \theta}}. \quad (6)$$

Для более точных расчетов следует использовать и остальные зеемановские поправки из формул (2) и (3). Отметим, что в отличие от случая внутридублетных переходов поправка второго порядка дает вклад в резонансные поля междублетных переходов. На рис. 2 представлена угловая зависимость резонансных полей междублетных переходов, рассчитанная с точностью до второго порядка теории возмущений при  $g_{\parallel} = g_{\perp}$ . По оси  $y$

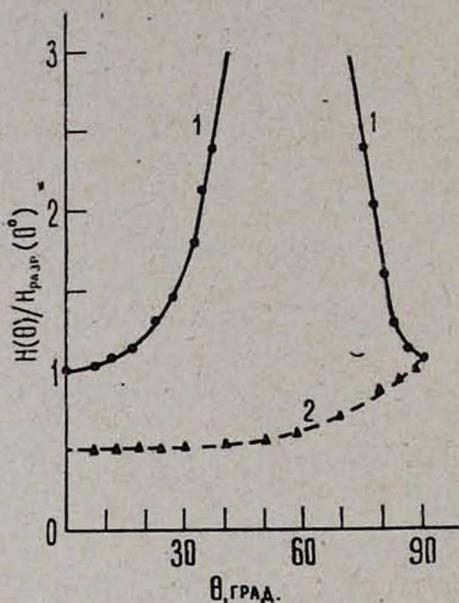


Рис. 2.

Рис. 2. Теоретически рассчитанная угловая зависимость резонансных магнитных полей для разрешенных (1) и запрещенных (2) междублетных переходов ионов с  $S = 3/2$  при  $|2D| > h\nu \gg g\beta H$ . Экспериментальные результаты для иона  $Mo^{3+}$  в корунде на частоте 158,8 ГГц показаны соответственно точками и треугольниками.

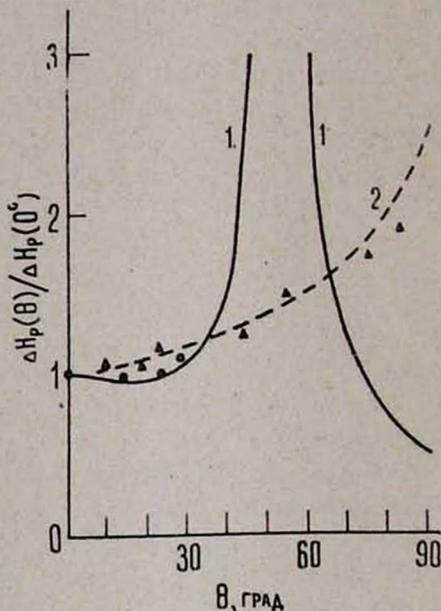


Рис. 3.

Рис. 3. Угловая зависимость интервала между соседними компонентами СТС разрешенных (1) и запрещенных (2) междублетных переходов, рассчитанная по теории возмущений. Экспериментальные результаты для  $\alpha-Al_2O_3 : Mo^{3+}$  представлены соответственно точками и треугольниками.

отложена безразмерная величина  $H(\theta)/H_{\text{разр}}(0)$ , что позволяет использовать график в широкой области частот, где выполняется условие  $|2D| \gg \gg g\beta H$ . Из рисунка видно, что большие РНП приводят к существенной угловой зависимости магнитных полей, причем в случае переходов с  $|\Delta M| = 1$  эта анизотропия столь велика, что наблюдение резонанса в интервале углов вблизи  $\theta = 55^\circ$  становится практически невозможным.

Для проверки полученных выражений нами была измерена угловая зависимость междулетных переходов иона  $Mo^{3+}$  ( $S = 3/2$ ) в монокристаллах корунда. ЭПР-спектр  $\alpha-Al_2O_3 : Mo^{3+}$  впервые был исследован на частоте 9,25 ГГц в работе [5], в которой было показано, что внутридублетный переход  $-1/2 \rightarrow +1/2$  хорошо описывается аксиально-симметричным спиновым гамильтонианом вида (1), в котором  $g_{\parallel} \approx g_{\perp} \approx 1,968$ ,  $A_{\parallel} \approx A_{\perp} \approx 120$  МГц,  $|2D| \gg 9,25$  ГГц. Прямое измерение РНП между крамерсовыми дублетами было выполнено в [6] при  $T = 77^\circ K$ ,  $2D = -164,8$  ГГц. На рис. 2 приведена также экспериментальная угловая зависимость резонансных полей междулетных переходов иона  $Mo^{3+}$  в корунде, снятая на ЭПР-спектрометре миллиметрового диапазона [7]. Данные относятся к центральной компоненте спектра, обусловленной четными изотопами молибдена с нулевым ядерным спином. Если учесть, что точность ориентирования образцов составляла  $\pm 2^\circ$ , то согласие эксперимента с расчетом можно считать хорошим.

На рис. 3 представлена экспериментально измеренная угловая зависимость сверхтонкого расщепления междулетных переходов иона  $Mo^{3+}$  в корунде. Величина  $\Delta H_p$  равна интервалу между соседними компонентами сверхтонкой структуры от нечетных изотопов молибдена с ядерным спином  $I = 5/2$ . Вследствие сравнительно большой ширины индивидуальных линий и наличия интенсивной центральной компоненты точность определения  $\Delta H_p$  составляла  $10 \div 15\%$ . Интервалы СТС для переходов с  $|\Delta M| = 1$  при больших углах  $\theta$  не удалось измерить с достаточной точностью из-за сильного уширения линий.

Полученную зависимость  $\Delta H_p(\theta)$  можно объяснить с помощью формул (2) и (3), учитывая правило отбора  $\Delta m = 0$ . В частности, ограничиваясь первыми поправками теории возмущений по зеemanовскому и сверхтонкому взаимодействию, для междулетных переходов с  $|\Delta M| = 1$  из условия резонанса получаем

$$\Delta H_p(\theta) = \frac{3A_{\parallel} - A}{3g_{\parallel}\beta \cos\theta - g\beta}, \quad \frac{\Delta H_p(\theta)}{\Delta H_p(0)} = \frac{3 - A/A_{\parallel}}{3 \cos\theta - g/g_{\parallel}}. \quad (7)$$

Если принять, что  $g_{\parallel} \approx g_{\perp}$  и  $A_{\parallel} \approx A_{\perp}$  (это справедливо, например, для  $Mo^{3+}$  в корунде), то

$$\frac{\Delta H_p(\theta)}{\Delta H_p(0)} = \frac{3 - \sqrt{\frac{1+15 \sin^2\theta}{1+3 \sin^2\theta}}}{3 \cos\theta - \sqrt{1+3 \sin^2\theta}}. \quad (8)$$

Аналогичный расчет для междулетных переходов с  $|\Delta M| = 2$  приводит к формулам

$$\begin{aligned} \Delta H_p(\theta) &= \frac{3A_{\parallel} + A}{3g_{\parallel}\beta \cos\theta + g\beta}, \quad \frac{\Delta H_p(\theta)}{\Delta H_p(0)} = \frac{3 + A/A_{\parallel}}{3 \cos\theta + g/g_{\parallel}} \approx \\ &\approx \frac{3 + \sqrt{\frac{1+15 \sin^2\theta}{1+3 \sin^2\theta}}}{3 \cos\theta + \sqrt{1+3 \sin^2\theta}}. \end{aligned} \quad (9)$$

Кривые, построенные согласно формулам (8) и (9), приведены на рис. 3 и в пределах точности совпадают с экспериментальными результатами для  $Mo^{3+}$  в корунде. Отсюда можно сделать вывод, что большие РНП приводят к сильной угловой зависимости сверхтонкого расщепления междублетных переходов даже при изотропной константе сверхтонкого взаимодействия. Из (7) и (9) следует, что при  $\theta = 0^\circ$  интервалы СТС равны  $A_{\parallel}/g_1^2$ , как и в случае внутридублетного перехода  $-1/2 \rightarrow +1/2$ .

Отметим, что в первом приближении теории возмущений интервалы  $\Delta H_p$  при фиксированном угле  $\theta$  одинаковы для всех компонент СТС данного перехода и не зависят от  $m$  или  $H$ . В отличие от перехода  $-1/2 \rightarrow +1/2$  для междублетных переходов эта эквидистантность нарушается не только при учете второй поправки по сверхтонкому взаимодействию, но также из-за второй зеемановской поправки, вклад которой существенен при больших  $\theta$ . При этом интервалы  $\Delta H_p$  уже будут зависеть от магнитного поля, однако для наблюдения такой зависимости необходимы измерения для ионов с четко разрешенной сверхтонкой структурой.

В заключение перечислим ряд задач, в которых могут найти применение полученные нами результаты. Формулы для резонансных магнитных полей могут оказаться полезными при определении величины  $2D$  в тех случаях, когда прямое измерение РНП невозможно. С помощью формул (4) и (6) удобно анализировать уширение междублетных ЭПР-линий из-за разброса величины  $2D$  и мозаичности кристалла, а выражения для  $\Delta H_p(\theta)$  можно использовать для определения констант сверхтонкого взаимодействия.

Авторы выражают благодарность Э. Г. Шарояну и К. Н. Кочаряну за внимание к работе и полезные обсуждения.

Институт физических исследований  
АН Арм. ССР

Поступила 21.VI.1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J. E. Geusic, M. Peter, E. O. Schulz-DuBois. Bell Syst. Techn. Jour., 38, 291 (1959).
2. E. S. Kirkpatrick, K. A. Müller, R. S. Rubins. Phys. Rev., 135 A, 86 (1964).
3. C. R. Byfleet, W. C. Lin, C. A. McDowell. Mo<sup>1</sup> Phys., 18, 363 (1970).
4. C. R. Byfleet et al. J. Magn. Reson., 2, 69 (1970).
5. E. G. Sharoyan et al. Phys. Stat. Sol. (b), 65, 773 (1974).
6. K. N. Kocharyan, A. A. Mirzakhanyan, E. G. Sharoyan. Phys. Stat. Sol. (b), 94, K129 (1979).
7. К. Н. Кочарян, А. А. Мирзаханян. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 484 (1976).

$S=3/2, I \geq 1/2$  ս֊ՊԻՆՆԵՐՈՎ ԻՈՆՆԵՐԻ ՄԻՋԳՈՒՐԼԵՏԱՅԻՆ  
ԷՊՈՒ-ՍՊԵԿՏՐԻ ԱՆԿՅՈՒՆԱՅԻՆ ԿԱՆՈՒՄԸ ՈՒԺԵՂ ԱՐՄԻԱԼ  
ԲՅՈՒՐԵՂԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ա. Ա. ՄԻՐԶԱԽԱՆՅԱՆ, Ա. Կ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Առարձումների տեսության հիման վրա հաշված է  $S=3/2, I \geq 1/2$  սպիններով իոնների  $|\pm 3/2\rangle$  դուբլետի էներգետիկ մակարդակների անկյունային կախումը ուժեղ արտալ բյուրեղական դաշտում: Ցույց է տրված, որ կրամերյան դուբլետների միջև մեծ ճեղքումները

բերում են միջդուրլետային անցումների մագնիսական դաշտերի և գերնորր ստրուկտուրայի  
ինտերփազինների ուժեղ անիզոտրոպիայի: Ստացված է լավ համաձայնություն հաշվարկի ար-  
դյունքների և կորունդում  $Mo^{3+}$  իոնի միջդուրլետային անցումների անկյունային կախման  
էքսպերիմենտալ տվյալների միջև:

## THE ANGULAR DEPENDENCE OF THE INTERDOUBLET EPR SPECTRUM FOR IONS WITH $S=3/2$ , $I \geq 1/2$ IN A STRONG AXIAL CRYSTALLINE FIELD

A. A. MIRZAKHANYAN, A. K. PETROSYAN

The angular dependence of energy levels of  $|\pm 3/2\rangle$  doublet for ions with  $S=3/2$ ,  $I \geq 1/2$  in a strong axial crystalline field was calculated in the perturbation theory approximation. It was shown, that a large zero field splitting between the Kramers doublets leads to the strong anisotropy of resonance magnetic fields and the hyperfine splitting of interdoublet transitions. A good agreement between the calculated results and the experimentally measured angular dependence of interdoublet EPR spectrum of  $Mo^{3+}$  in corundum was obtained.

АННИГИЛЯЦИЯ ПОЗИТРОНОВ В ОБЛАСТИ *p-n*-ПЕРЕХОДА В *Si*

А. Г. ЗАХАРЯНЦ, А. Г. МАЛОЯН, Е. П. ПРОКОПЬЕВ

Измерены кривые угловой корреляции аннигиляционных квантов от кремниевого полупроводника *p-n*-типа. В образце без приложения электрического поля и в образце, подвергнутому термическому отжигу, обнаружена узкая компонента полушириной 5 мрад и интенсивностью  $\sim 7\%$ . В случае приложения к образцу электрического напряжения в 2В в прямом и обратном направлениях интенсивность узкой компоненты убывает до 2,6%, а ее полуширина — до 3,5 мрад. Объяснение полученных данных дается в рамках модели локализованного атома *Ps* в области *p-n*-перехода.

Аннигиляция позитронов в кремниевых полупроводниках изучалась во многих теоретических и экспериментальных работах (см., например, [1]). Интерес к этому объекту объясняется малостью атомного остова и полнотой заполненной валентной зоной, что существенно упрощает теоретическую интерпретацию полученных результатов. Кривые угловой корреляции в поликристаллическом кремнии имеют форму перевернутой параболы, что свидетельствует о том, что аннигиляция позитронов происходит главным образом на «почти свободных» электронах валентной зоны и зоны проводимости.

Временные позитронные спектры в *Si* изучались в работах [2, 3]. В статье Фабри и др. [2] исследовался временной спектр аннигиляции в полупроводниках *p*- и *n*-типа, а также в *Si* барьерном детекторе, к которому было приложено напряжение в 400 В. В полупроводниках как *n*-, так и *p*-типа была обнаружена сравнительно долгоживущая компонента со временем жизни  $\tau_2 = (1,2 \pm 0,1) 10^{-9}$  сек и с интенсивностью  $I_2 = 2,6 \pm 0,5\%$ . Авторы [2] приписали присутствие долгоживущей компоненты «образованию связанного состояния между позитронами и электронами, возбуждаемыми в зоне проводимости самим позитроном». В рамках этого предположения кажется естественным отсутствие долгоживущей компоненты в *Si* барьерном детекторе, поскольку электрическое поле быстро убирает подвижные заряды. В работе Берко и Вайсберга [3] во временных спектрах аннигиляции как в собственных, так и сильно легированных полупроводниках долгоживущая компонента обнаружена не была.

В последнее время появились работы [4—7], в которых доказывается наличие позитрониевых состояний в собственных и умеренно легированных полупроводниках, причем в работе [7] показано, что эти позитрониевые состояния, по-видимому, в основном находятся в парасостояниях вследствие высокой орто-пара-конверсии орто-*Ps* на свободных носителях. В сильно легированных полупроводниках существование *Ps* сомнительно [1].

В настоящей работе с целью поиска связанных состояний системы электрон-позитрон *Ps* в кремниевом *p-n*-переходе проведено изучение

углового распределения аннигиляционных  $\gamma$ -квантов процесса двухфотонной аннигиляции.

Спектрметр для измерения углового распределения аннигиляционных  $\gamma$ -квантов, работающий в режиме «экранированного эмиттера», описан в работе [8]. Источником позитронов служил высокотемпературный препарат  $^{22}\text{Na}$  с активностью 3 мкюри. Высота приемных щелей детекторов составляла 1 мм, расстояние от образца до детекторов — 1 м. Шаг измерений составлял  $10^{-3}$  рад, а точность установки каждой точки — 0,1 мрад.

В качестве исследуемого образца служил кремниевый полупроводник *p-n*-типа (активный элемент от промышленного диода марки В-800, рассчитанный на выпрямление тока до 800 А) с толщиной 0,3 мм, нанесенный на вольфрамовый диск диаметром 40 мм и толщиной 1,5 мм. Слой *p-n*-типа примыкал к вольфрамовой подложке. Результаты спектрального эмиссионного анализа показали, что содержание Al в *p*-слое Si составляет 0,1 ат.%, а содержание P в *n*-слое Si — 0,04 ат.%. На основе вычислений распределения остановившихся позитронов от  $^{22}\text{Na}$  по глубине различных поглотителей, выполненных в [9], было оценено, что в слое Si с толщиной 0,3 мм остановится и проаннигилирует около 70% всех вошедших в образец позитронов. Из остальных 30% позитронов, достигших вольфрамовой подложки, около 30—35%, согласно [9], отразятся и снова возвратятся в слой Si. Вероятность того, что аннигиляционные  $\gamma$ -кванты сумеют пройти в вольфрамовой подложке расстояние, равное диаметру образца, и, достигнув детекторов, внести вклад в счет совпадений, как показали расчеты, не превышает 0,1%. Всего, таким образом, вклад позитронов, остановившихся в вольфраме, в суммарное число совпадений от образца не превышает 0,02%, и мы можем принять, что снятые нами кривые угловой корреляции аннигиляционных  $\gamma$ -квантов относятся к Si. Действительно, измеренные кривые не имеют характерного «завала» в области больших отрицательных углов, как это следовало ожидать в случае существенного вклада от вольфрамовой подложки, т. е. наши кривые симметричны.

Перед началом основных измерений была снята кривая угловой корреляции аннигиляционных  $\gamma$ -квантов от монокристалла Si с меньшей концентрацией примесей. Был вырезан диск диаметром 35 мм и толщиной 2 мм в плоскости, перпендикулярной к оси роста монокристалла. Кривая, измеренная с большой статистической точностью, по форме линии и по полуширине ( $9,8 \pm 0,1$  мрад) хорошо совпадает с результатами ранее опубликованных исследований [1]. В дальнейшем эта кривая была принята за основу и вписывалась во все последующие кривые, полученные от исследуемого образца.

На рис. 1а представлена кривая угловой корреляции аннигиляционных  $\gamma$ -квантов от образца *p-n*-типа без приложения к нему электрического поля. На всех рисунках сплошной линией изображена кривая для «чистого» Si, приведенная к одной и той же высоте. Во всех сериях измерений в околосвершинных точках набиралось до  $5 \cdot 10^3$  отсчетов совпадений. Темные точки на рис. 1а соответствуют измерениям на образце Si *p-n*-типа в

отсутствие электрического поля. На рис. 1*b* светлыми кружками изображены результаты измерений на том же образце после 10-часового отжига при температуре  $1000^{\circ}\text{C}$ , когда образец из-за термодиффузии потерял свойства резкого  $p$ - $n$ -перехода (а следовательно, нарушились свойства односторонней проводимости).

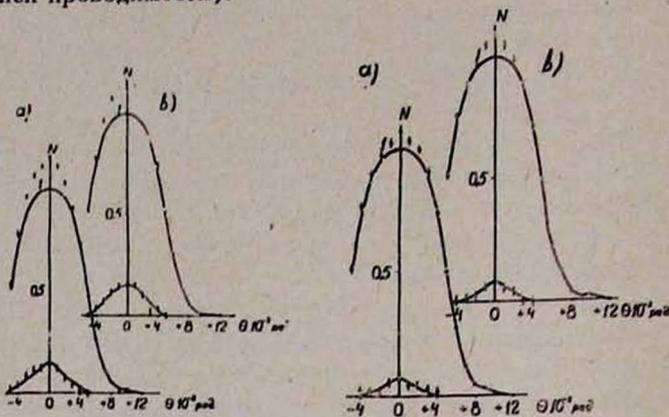


Рис. 1.

Рис. 1. Кривые угловых корреляций аннигиляционных квантов для кремниевого полупроводника  $p$ - $n$ -типа: *a* — без электрического поля; *b* — после термического отжига; по оси абсцисс — вертикальные углы  $\theta \cdot 10^{-3}$  рад, по оси ординат — счет совпадений  $N$  в единицу времени.

Рис. 2.

Рис. 2. Кривые угловых корреляций аннигиляционных квантов для кремниевого полупроводника  $p$ - $n$ -типа: *a* — через образец течет ток в  $1 \text{ A}$ ; *b* — при запирающем напряжении в  $2 \text{ B}$ ; по осям отложены те же величины, что и на рис. 1.

На рис. 2*a* и *b* изображены кривые от того же образца, измеренные при приложении к образцу постоянного электрического поля напряженностью в  $2 \text{ B}$  в прямом и обратном направлениях. В первом случае (рис. 2*a*) через полупроводник течет ток в  $1 \text{ A}$  (при более высоких напряжениях образец сильно нагревался), во втором — было подано запирающее напряжение. Поскольку кривые на рис. 1 и 2 оказались уже кривой для «чистого»  $\text{Si}$ , нам казалось естественным вписать в них кривую этого образца, а оставшуюся часть выделить в виде кривых, изображенных в нижних частях рис. 1 и 2 (так называемая «узкая компонента»). Следует отметить, что кривые от образца и «чистого»  $\text{Si}$  сливаются на спадах, что также свидетельствует в пользу правомочности операции вписания. Интенсивности узкой компоненты, полуширины широкой и узкой компонент всех измеренных нами кривых сведены в таблицу. И, наконец, нами были проведены измерения на том же образце  $p$ - $n$ -кремния с запирающим напряжением в  $100 \text{ B}$ . Полученная кривая при этом полностью совпала с кривой для «чистого» кремния.

Каким же образом следует объяснить полученные экспериментальные данные? Нетрудно по данным спектрального анализа образца вычислить концентрации мелких акцепторов в  $p$ -слое ( $N_A = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) и мелких доноров в  $n$ -слое ( $N_D = 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ). Сразу же отметим, что по данным

Параметры аннигиляционных кривых от Si.

Образец — кремниевый полупроводник <i>p-n</i> -типа	Полуширина в <i>мрад</i>	Полуширина узкой компоненты в $10^{-3}$ <i>рад</i>	Интенсивность узкой компоненты в %
Без поля	9,4±0,1	5,0±0,4	6,9±0,8
После отжига	9,4±0,1	5,6±0,4	7,7±0,8
При токе в 1 А	9,6±0,1	3,5±0,5	2,6±0,8
При запирающем напря- жении в 2 В	9,6±0,1	3,5±0,5	2,9±0,8

более ранних исследований [1] в сильно легированных полупроводниках как *p*-, так и *n*-типа узкая компонента, обусловленная, вероятнее всего, распадом пара-*Ps*, не наблюдалась. Следовательно, при интерпретации наших данных наличие узкой компоненты в корреляционных кривых связано непосредственно с наличием резкого *p-n*-перехода.

Оценим основные характеристики этого перехода [10]. Потенциал *p-n*-перехода, как известно, равен

$$V_D = kT/q \ln P_p/P_{no},$$

где  $P_{no} = n_i^2/n_n = n_i^2/N_D$ , а  $P_p = N_A$ . В случае Si  $n_i^2 = 1,23 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-6}$  и получаем  $V_D = 1,15 \text{ В}$ . В свою очередь, полная ширина *p-n*-перехода определяется стандартным выражением

$$d = \left[ \frac{2\epsilon\epsilon_0}{|q|} (N_D^{-1} + N_A^{-1}) (V_D + V_a) \right]^{1/2},$$

где  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость Si,  $\epsilon_0$  — аналогичная величина для вакуума,  $q$  — заряд электрона,  $V_a$  — прикладываемое напряжение смещения. При  $V_a = 0$  и  $V_D = 1,15 \text{ В}$  в нашем случае имеем  $d = 360 \text{ \AA}$ . Заметим, что область *p-n*-перехода представляет собой двойной электрический слой (отрицательный заряд — в *p*-области, положительный — в *n*-области) и в нем совершенно отсутствуют свободные носители.

По-видимому, в нашем образце довольно большая часть позитронов образует в области *p-n*-перехода атом *Ps*, локализованный в этой области и имеющий большую кинетическую энергию, о чем говорят данные для полуширин узкой компоненты (см. таблицу). Термический отжиг делает *p-n*-переход, естественно, более «широким»; при этом резко ухудшаются его выпрямляющие свойства. Однако это не приводит к исчезновению истощенной свободными носителями области, где по-прежнему эффективно образуется атом *Ps* (см. рис. 1*b* и таблицу).

При приложении постоянного электрического поля как в прямом, так и обратном направлениях (рис. 2*a* и 2*b*), по-видимому, происходит делокализация атома *Ps* в области *p-n*-перехода, что уменьшает сразу же полуширину узкой компоненты и ее интенсивность. При приложении запирающего напряжения в 100 В атом *Ps* уже полностью делокализуется и «уходит» в объем полупроводника. При этом из-за динамического экрани-

рования стабильными носителями  $Ps$  диссоциирует на электрон и позитрон, о чем говорит совпадение формы кривых угловой корреляции для «чистого»  $Si$  и нашего образца.

Такое объяснение наших экспериментальных данных, основанное на возможности образования локализованного атома  $Ps$  в области  $p$ - $n$ -перехода, представляется нам наиболее реальным. Теоретические расчеты [4, 5, 7] подтверждают такую модель.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность Г. С. Мкртчяну за проведение эмиссионного спектрального анализа образцов.

Институт физических исследований  
АН АрмССР

Поступила 2.VII.1979

## ЛИТЕРАТУРА

1. Е. П. Прокопьев, Ю. Н. Кузнецов, Ф. Р. Хашимов. Основы позитроники полупроводников. Депон. в ЦНИИ «Электроника», ДЭ-2073, М., 1976.
2. G. Fabri, G. Poletti, G. Randone. Phys. Rev., 151, 356 (1966).
3. W. Weisberg, S. Berko. Phys. Rev., 154, 249 (1967).
4. Е. П. Прокопьев. ФТТ, 19, 472 (1977).
5. Е. П. Прокопьев. Химия высоких энергий, 12, 172 (1978).
6. К. П. Арефьев и др. ФТТ, 19, 1339 (1977).
7. А. Э. Варисов, Ю. Н. Кузнецов, Е. П. Прокопьев. ДАН СССР, 239, 1082 (1978).
8. И. А. Езян и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 66 (1976).
9. С. А. Воробьев. Прохождение бета-частиц через кристаллы, Атомиздат, М., 1975.
10. К. Зетер. Физика полупроводников, Изд. Мир, М., 1977.

### ՊՈՉԻՏՐՈՆՆԵՐԻ ԱՆԻՀԻԼՅԱՑԻԱՆ $Si$ -Ի $p$ - $n$ -ԱՆՑՄԱՆ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ

Ա. Գ. ԶԱԽԱՐՅԱՆՅ, Ա. Հ. ՄԱԼՈՅԱՆ, Ե. Պ. ՊՐՈԿՈՊԵՎ

Չափված են  $p$ - $n$ -տիպի  $Si$ -ի կիսահաղորդիչի անիչիլացիոն բվանտների անկյունային ֆորիլյացիայի կորերը: Նմուշում, որի վրա էլեկտրական դաշտ չի կիրառվել, ինչպես նաև ջերմային այրման ենթարկված նմուշում հայտնաբերվել է 5 մառդ կիսալայնությամբ և 7% ինտենսիվությամբ նեղ բաղադրիչ նմուշի վրա ուղիղ և հակառակ ուղղություններով 2V էլեկտրական դաշտի կիրառման դեպքում նեղ բաղադրիչ ինտենսիվությունը նվազում է մինչև 2,6%, իսկ կիսալայնությունը՝ մինչև 3,5 մառդ: Ստացված արդյունքների բացատրությունը կատարվել է  $p$ - $n$ -անցման տիրույթում լոկալիզացված  $Ps$  ատոմի մոդելի շրջանակներում:

### THE ANNIHILATION OF POSITRONS IN THE REGION OF $p$ - $n$ -TRANSITION IN $Si$

A. G. ZAKHARIANTS, A. G. MALOYAN, E. P. PROKOPIEV

The curves of angular correlation of annihilation quanta from  $n$ - $p$ -type silicon semiconductor were measured. In the sample with no electric field applied and in the annealed sample a narrow component with the half-width of 5  $mrad$  and  $\sim 7\%$  intensity is found. After the application of 2 V to the sample in direct and reverse directions the intensity of the narrow component decreases down to 2.6% and its half-width to 3.5  $mrad$ . The explanation of the obtained data are given in the framework of the model of localized  $Ps$  atom in the region of  $p$ - $n$ -transition.

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ МОНОКРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ БОЛЬШОГО ДИАМЕТРА, ОБЛУЧЕННЫХ РАЗНЫМИ ДОЗАМИ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

Г. Г. МАНУКЯН, Р. М. АБРАМЯН

Проведено исследование радиальной неоднородности электрофизических параметров облученных монокристаллов кремния. Показана возможность регулирования и улучшения свойств материала дозированием облучения. Проведена статистическая оценка влияния облучения на электрофизические параметры.

Известно, что обычные методы легирования не обеспечивают в необходимой степени однородность распределения легирующих примесей, что отрицательно сказывается на рабочих параметрах СПП.

Целью настоящей работы является получение в монокристаллах кремния путем облучения электрически активных и равномерно распределенных по объему устойчивых дефектов. В связи с этим изучены изменения распределения значений электрофизических параметров в зависимости от дозы реакторного облучения быстрыми нейтронами и температурных обработок, а также приведены результаты рентгено топографических исследований, иллюстрирующие геометрию радиационных нарушений, возникающих в кремнии при облучении.

### Экспериментальные результаты и их обсуждение

Исследовалось влияние облучения на радиальную неоднородность удельного сопротивления  $\rho$  и времени жизни  $\tau$  неосновных носителей заряда, а также структурные изменения монокристаллов кремния методом рентгеновской топографии.

Для исследования использовались кремниевые пластины  $n$ -типа, легированные фосфором с концентрацией  $8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Пластины вырезались перпендикулярно к направлению (111) из слитка монокристаллического кремния диаметром 30 мм, используемого в производстве СПП. Толщина образцов составляла не более 1 мм. Средняя плотность дислокаций, определенная методом избирательного травления, составляла  $\sim 1 \cdot 10^2 \text{ см}^{-2}$ .

Ранее было обнаружено [1], что при облучении монокристаллов кремния происходит уменьшение разбросов электрофизических параметров. С целью определения набора доз, при котором происходит наибольшее уменьшение разбросов, облучение образцов проводилось таким образом, что выбранные дозы не сильно различались друг от друга. Каждая серия образцов, вырезанных из одного и того же слитка, облучалась при температуре примерно  $50^\circ\text{C}$  следующими пятью различными дозами:

$4 \cdot 10^{11}$ ,  $8 \cdot 10^{11}$ ,  $2 \cdot 10^{12}$ ,  $6 \cdot 10^{12}$  и  $1 \cdot 10^{13}$  н см<sup>-2</sup>. Измерения разбросов  $\rho$  и  $\tau$  до и после облучения образцов проводились по методикам, описанным в работе [1].

После измерения значений этих параметров за меру неоднородности распределения величин  $x(\rho, \tau)$  принимались коэффициенты вариации  $W$ , определяемые соотношением

$$W = \frac{S}{\bar{x}} = \frac{1}{\bar{x}} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^l (x_i - \bar{x})^2}{l-1}},$$

где  $S$  — среднеквадратичное отклонение значений исследуемого параметра,  $\bar{x}$  — среднее арифметическое значение  $x$  по всему диаметру образца,  $x_i$  — значение  $x$  для данного радиуса  $r_i$ ,  $l$  — число точек радиуса  $r_i$ , в которых проводились измерения.

Следует заметить, что  $W$  дает более точное представление об однородности электрофизических свойств полупроводникового материала, чем соотношение  $\frac{\Delta x}{x}$  или  $\frac{x_{\max} - x_{\min}}{x_{\max} + x_{\min}}$ .

Наибольшее уменьшение  $W$  для значений  $\rho$  происходит при облучении дозой  $1 \cdot 10^{13}$  н см<sup>-2</sup> (см. таблицу). Это указывает на повышение одно-

Таблица

№ образцов	Доза облучения (н см <sup>-2</sup> )	Коэффициенты вариации $W$ (в %)							
		до облучения		после облучения		после облучения и отжига при 420°C		после облучения и отжига при 820°C	
		$W_\rho$	$W_\tau$	$W_\rho$	$W_\tau$	$W_\rho$	$W_\tau$	$W_\rho$	$W_\tau$
1	$4 \cdot 10^{11}$	3,6	15,1	3,2	4,5	2,8	7,4	1,7	4,1
2	$8 \cdot 10^{11}$	2,7	16,5	2,6	2,7	1,7	5,5	2,7	7,4
3	$2 \cdot 10^{12}$	3,0	7,3	3,5	3,8	2,3	6,8	1,8	6,2
4	$6 \cdot 10^{12}$	3,2	9,0	3,3	6,5	2,2	2,6	2,5	5,7
5	$1 \cdot 10^{13}$	3,0	14,7	1,7	3,9	1,6	4,6	1,6	3,0

родности монокристаллов кремния по этому параметру. Наблюдаемое при этом увеличение абсолютных значений  $\rho$  укладывается в рамки полученных результатов по измерению концентраций носителей зарядов  $n$ , определяемых значениями коэффициентов Холла. Уменьшение  $n$ , вероятно, было связано с увеличением числа дефектов, служащих «ловушками» для носителей заряда.

Полученные результаты для  $\tau$  свидетельствуют о том, что этот параметр по сравнению с  $\rho$  более подвержен влиянию облучения и, как было обнаружено, уменьшение  $W$  для значений  $\tau$  происходит при всех дозах облучения. В использованном интервале доз наибольшее уменьшение  $W$  для значений  $\tau$  происходит при второй дозе облучения.

Для выяснения устойчивости радиационных дефектов к режимам термообработок, предусмотренных в технологии изготовления СПП, проводился отжиг образцов. Изохронный отжиг с длительностью выдержки, равной 3 часам, при температурах 420 и 820°C проводился в кварцевых ампулах в диффузионной печи. Вакуум в ампулах был не хуже  $10^{-4}$  тор.

По мере отжига отдельных центров рекомбинации электрофизические параметры облученного материала приближались к своим первоначальным значениям. Однако даже отжиг при 820°C не приводил к восстановлению значений  $\rho$ . Полученные результаты подтверждаются также результатами измерений  $n$  в облученных образцах, отожженных при указанных температурах, чего, однако, нельзя сказать об абсолютных величинах значений  $\tau$ , которые не только восстанавливались, но и в некоторых случаях увеличивались по сравнению с исходными.

Значения  $W$ , приведенные в таблице, характеризуют изменения разбросов  $\rho$  и  $\tau$  в образцах от каждой серии как функции средних значений параметров до и после облучения и последующих термообработок. Как следует из представленных здесь результатов, облучение быстрыми реакторными нейтронами по крайней мере дозой не менее чем  $1 \cdot 10^{13}$  н см<sup>-2</sup>, а также последующая термообработка приводят к повышению однородности распределения электрофизических параметров в монокристаллах кремния.

При облучении монокристаллов кремния быстрыми нейтронами образующиеся дефекты проявляются не только в изменении его электрофизических свойств, но и приводят также к изменениям структуры материала, отображаемым на рентгенограммах. Это дает возможность оценить нарушения решетки, вносимые радиационными дефектами (РД).

Рентгенограммы монокристаллов кремния получены методом Ланга. Использовано излучение  $MoK_{\alpha}$  и отражение от плоскости ( $\bar{2}\bar{2}0$ ). Последовательно получены топограммы одних и тех же образцов в исходном состоянии, после облучения и последующих термообработок. Полученные топограммы, дающие представление о пространственном расположении дефектов, в частности, дислокаций, также свидетельствуют о том, что облучение приводит к выявлению новых дислокаций с плотностями, зависящими от дозы облучения. Наблюдаемые при указанных выше дозах облучения дифракционные эффекты связаны, по-видимому, с наличием малых концентраций внедренных атомов и вакансий, обладающих рассеивающей способностью и приводящих к искажению решетки (рис. 1). Тем не менее прирост плотности дислокаций соответствующим образом связан с их исходной плотностью.

Из топограмм видно, что с увеличением дозы облучения плотность дислокаций увеличивается (рис. 2). Кроме того, при одинаковой дозе облучения образцов с разными исходными плотностями дислокаций наблюдаемый прирост плотности структурных нарушений разный. В кристаллах с большей исходной плотностью дислокаций наблюдается больший прирост плотности.



Рис. 1. Рентгенопограмма образца после облучения потоком быстрых нейтронов  $4 \cdot 10^{11}$  н см<sup>-2</sup>.

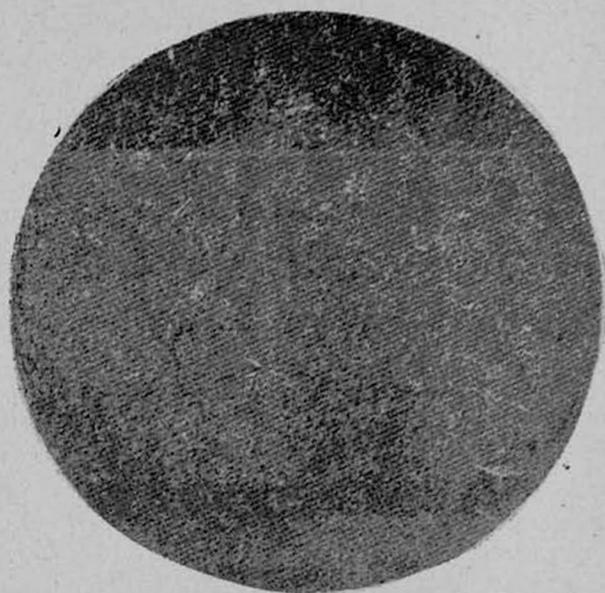


Рис. 2. Рентгенопограмма образца после облучения потоком  $1 \cdot 10^{13}$  н см<sup>-2</sup>.

Относительные изменения плотности дислокаций и их формы, очевидно, зависят от концентраций взаимодействующих радиационных и исходных структурных дефектов. Это было обнаружено при изменении условий облучения, меняющих эффективность взаимодействий (рис. 2).

Радиационные дефекты, идентичные дополнительным центрам рассеяния, совместно с исходными дефектами решетки приводят к различным относительным уровням насыщения плотности дефектов в структуре. Рентгенотопографирование бездислокационных образцов не выявляет каких-либо структурных изменений, тогда как в дислокационных и малодислокационных образцах эти изменения очевидны. Помимо электрофизических измерений топограммы отожженных образцов также подтверждают устойчивость РД вплоть до температуры 820°C.

Резюмируя изложенное, можно предположить, что достигнутая под воздействием проникающих быстрых нейтронов однородность при указанных дозах облучения связана с перераспределением ранее существовавших в составе исходного материала микропримесей и дислокаций. Иными словами, облучение нейтронами при таких дозах вносит в структуру не только электрически активные РД, но и влечет за собой перераспределение дефектов в исходном материале. По-видимому, именно это и определяет конечные электрофизические свойства облученных монокристаллов кремния.

Путем отжига при указанных температурах возможно изменение влияния РД, возникающих при облучении. Кроме того, при высоких температурах отжига становится достаточно большим коэффициент диффузии примесных атомов, так что их максимальная концентрация в узлах решетки будет равна равновесной растворимости.

Проведенное исследование показывает, что облучение в сочетании с термообработкой приводит к устойчивому и равномерному распределению дефектов в монокристаллах кремния, используемых в СПП технике.

Авторы признательны Э. М. Казаряну за ценные советы и обсуждение результатов и В. А. Харченко за проведение облучения образцов.

СКТБ ПТ, г. Ереван  
Ереванский политехнический  
институт

Поступила 7.II.1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Р. М. Абрамян и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 294 (1977).

ԱՐԱԳ ՆՅՅՏՐՈՆՆԵՐԻ ՏԱՐԲԵՐ ԳՈՋԱՆԵՐՈՎ ՃԱՌԱԳԱՅԹՎԱԾ  
ՄԵՆ ՏՐԱՄԱԳԾՈՎ ՄԻԼԻՑԻՈՒՄԻ ՄԻԱՔՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ  
ԷԼԵԿՏՐԱՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ԲԱՇԽՎԱԾՈՒԹՅՈՒՆԸ

Գ. Գ. ՄԱՆՈՒԿՅԱՆ, Ռ. Մ. ԱՐՐԱՀԱՄՅԱՆ

Կատարված է ճառագայթված սիլիցիումի միարյուրեղների էլեկտրաֆիզիկական հատկությունների շտապվալին անհամասեռության ուսումնասիրություն: Ճառագայթման լափավորման միջոցով ցույց է տրված նյութի հատկությունների կարգավորման բարելավման հնարավորությունը: Կատարված է էլեկտրաֆիզիկական պարամետրերի վրա ճառագայթման ազդեցության վիճակագրական գնահատում:

THE DISTRIBUTION OF ELECTROPHYSICAL PARAMETERS  
OF LARGE DIAMETER SINGLE CRYSTALS, IRRADIATED  
WITH DIFFERENT DOSES OF FAST NEUTRONS

G. G. MANUKYAN, R. M. ABRAMYAN

The investigation of radial inhomogeneity of electrophysical parameters of irradiated *Si* single crystals have been carried out. The possibility of the control and improvement of the properties by the dosage of the irradiation was shown. The statistical estimate of irradiation influence on electrophysical parameters have been made.

## МОДУЛЯЦИЯ ДИФРАГИРОВАННОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НИЗКОЧАСТОТНОМ ДИАПАЗОНЕ С ЦЕЛЬЮ ПЕРЕДАЧИ СИГНАЛОВ

М. А. НАВАСАРДЯН, Ю. Р. НАЗАРЯН, В. К. МИРЗОЯН

Произведена низкочастотная модуляция интенсивности дифрагированного рентгеновского пучка и с помощью этого пучка осуществлена передача сигналов с частотой следования до 400 Гц. Это достигается с помощью изменения амплитуды резонансного колебания пьезокристалла, находящегося в лауэ-отражающем положении.

Известно, что интенсивность лауэ-отраженного рентгеновского пучка от высокосовершенного монокристалла может сильно изменяться при введении в объем монокристалла дефектов, т. е. нарушении периодичности идеальной матрицы [1—4]. Интенсивность отраженного пучка может сильно увеличиться [3] при  $\mu t \sim 1$ , где  $\mu$  — линейный коэффициент поглощения вещества,  $t$  — толщина образца. Увеличение интенсивности дифрагированного пучка можно вызвать также с помощью пьезоколебаний в кристалле [5, 6].

На основе использования последнего обстоятельства в настоящей работе оказалось возможным осуществление низкочастотной модуляции интенсивности дифрагированного рентгеновского пучка и передачи с его помощью сигналов с соответствующей частотой следования.

Понятно, что с помощью модулированного рентгеновского пучка при необходимости можно передавать информацию сквозь экраны, сделанные из материалов, непроницаемых для других видов электромагнитных или акустических волн. С помощью такого пучка можно передавать информацию также на большие расстояния (в космическом пространстве), так как получение узконаправленного пучка рентгеновского излучения не представляет особого труда [7]. Исходя из характера модуляции (добротность, форма модулированного сигнала и т. д.) рентгеновских лучей, можно получить также информацию о внутренней структуре кристалла.

### Экспериментальная часть и результаты

Для модуляции дифрагированного рентгеновского пучка с целью передачи сигналов, а также для его регистрации использовалась схема, приведенная на рис. 1. Для установления кристалла в отражающее положение применялся гониометр ГУР-4 с гониометрической головкой ГП-4 (1). Рабочим излучением была  $K_{\alpha}$ -линия молибдена ( $\lambda = 0,71 \text{ \AA}$ ). Отражение было получено от атомных плоскостей  $(10\bar{1}1)$  (2). В работе использовалась установка УРС-50ИМ (3). В качестве пьезокристаллического элемента использовалась кварцевая пластинка толщиной 2 мм (4) (с резонансной

частотой 2 МГц). На поверхности пластинки, совпадающие с атомной плоскостью (11 $\bar{2}$ 0), были заранее нанесены серебряные электроды (5). Для приведения пьезокристалла в резонансное состояние использовался ультразвуковой генератор марки 2001а (6), колебания которого можно модулировать извне.

Внешняя модуляция осуществлялась генератором синусоидальных сигналов ГЗ-7а (7). Диапазон модулирующей частоты изменялся от 0 до 400 Гц. Для регистрации отраженного рентгеновского излучения (8) использовался сцинтилляционный счетчик (9), выход которого через усилитель подавался к двухлучевому осциллографу С1-17 (10), к которому одновременно подавались модулированные колебания от генератора 2001а.

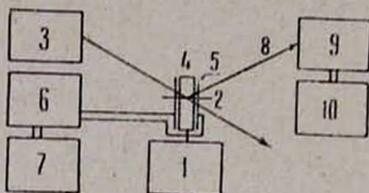


Рис. 1.

Рис. 1. Схематическое расположение приборов и узлов установки, предназначенной для осуществления модуляции и детектирования дифрагированного рентгеновского излучения.

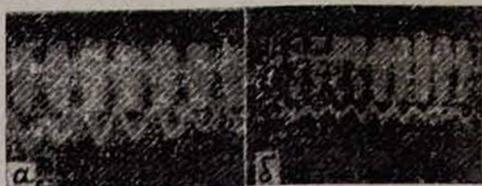


Рис. 2.

Рис. 2. Модулированные электрические колебания (сверху) и колебания интенсивности дифрагированного излучения (снизу); частота модуляции составляла 30 Гц (а) и 100 Гц (б).

После установления кристалла в отражающее положение к его электродам подавались электрические колебания от генератора 2001а, которые заранее были модулированы низкочастотными колебаниями от генератора ГЗ-7а. В случае резонанса увеличивается интенсивность дифрагированного пучка. Увеличение интенсивности зависит от амплитуды пьезоколебаний образца. Максимальное значение амплитуды электрических колебаний в нашем случае было равно 20 В. При такой амплитуде колебаний интенсивность дифрагированного рентгеновского пучка увеличивалась в пять раз. При модуляции резонансных колебаний низкочастотными колебаниями интенсивность отраженного рентгеновского излучения модулируется (изменяется) по такому же низкочастотному закону (см. рис. 2, где а и б соответствуют частотам 30 и 100 Гц).

Ширина диапазона низкочастотной модуляции  $\Delta\nu$  зависит от добротности пьезокристалла. Верхний предел этого диапазона (максимальную частоту модуляции) можно выразить через добротность кварцевого резонатора  $Q$  с помощью известной формулы [8]  $Q = \pi/\delta$ , где  $\delta = T/\tau$  — логарифмический декремент затухания,  $T$  — период собственных колебаний пьезорезонатора ( $T = 1/\nu_0$ ), а  $\tau$  — время релаксации, т. е. время, за которое амплитуда колебаний уменьшается в  $e$  раз. Понятно, что период модулирующего сигнала может быть больше времени релаксации  $\tau$  или равен

ему, а частота  $\nu \leq 1/\tau$ , поэтому  $\nu = \nu_0/Q$ . Образец кварца, использованный нами, обладал добротностью  $1,5 \cdot 10^4$ , и поэтому максимальная частота модулированного излучения составляла  $\sim 400$  Гц.

В верхней половине рис. 2а и б представлены модулированные колебания на выходе генератора 2001а, а в нижней части изображен характер изменения интенсивности дифрагированного рентгеновского пучка. Картины фотографировались с экрана двухлучевого осциллографа. Как видно из снимков, при изменении частоты модулирующего сигнала изменяется также и частота изменения интенсивности рентгеновского пучка. Из рис. 2 видно также, что верхние и нижние части периодических колебаний смещены друг относительно друга. Это объясняется большой добротностью пьезокристалла. Если взять кристалл с меньшей добротностью, этот сдвиг будет меньше, а диапазон модулирования будет больше.

Аналогичным образом модулируется и проходящий  $MoK_\alpha$ -пучок, но он имеет очень малую глубину модуляции. Таким способом можно модулировать интенсивность рентгеновского излучения любого происхождения, а также интенсивность  $\gamma$ -излучения, так как увеличение интенсивности рентгеновского излучения при колеблющемся кристалле наблюдается всегда, когда выполняется условие  $\mu t \sim 1$ , т. е. такое поведение пучка не зависит от длины волны излучения.

Дифрагированное излучение имело угловое расхождение в  $15''$  в горизонтальной плоскости, а в вертикальной плоскости расширение составляло  $5^\circ$ . Если использовать узконаправленные пучки (синхротронное излучение), то вертикальное расширение будет порядка  $3-4'$ . Расстояние кристалл-детектор определялось размерами комнаты, где помещалась рентгенустановка.

Модулировать рентгеновское излучение можно также при аномальном режиме прохождения, но в этом случае при колебании кристалла происходит не увеличение интенсивности дифрагированных пучков, а наоборот, их уменьшение. Кроме того, интенсивность аномально проходящего пучка очень мала по сравнению с лауэ-отраженным пучком при  $\mu t \sim 1$ . При использовании кристаллов с малой добротностью можно расширить полосу пропускания модулированных частот и достичь передачи звуковых сигналов с помощью направленного пучка рентгеновского излучения.

Ереванский физический  
институт

Поступила 22.VI.1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Прямые методы исследования дефектов в кристаллах. Сб. статей под ред. А. М. Елистратова, Изд. Мир, М., 1965.
2. G. Borrmann, G. Hildebrandt. Z. Phys., 156, 189 (1959).
3. М. А. Навасардян, Р. К. Караханян, П. А. Безирганян. Кристаллография, 15, 235 (1970).
4. М. А. Навасардян, П. А. Безирганян. Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 108 (1973).
5. В. И. Авунджян, П. А. Безирганян. Изв. АН АрмССР, Физика, 2, 99, 244 (1967).
6. A. G. Klein et al. Appl. Phys. Lett., 10, 293 (1967).

ԳԻՆՏՐԱԿՑՎԱՍ ԴԵՆՏԳԵՆՑԱՆ ՃԱՌԱԳՎԱՅԹԻ ՄՈԴՈՒԼԱՑՈՒՄԸ  
 ԵՎ ՆՐԱ ՄԻՋՈՑՈՎ ՑԱՍԻ ՀԱՃԱԽՈՒԹՅԱՆ ԱԶԳԱՆՇԱՆՆԵՐԻ  
 ՀԱԳՈՐԳԻՄԱՆ ԻՐԱԿԱՆԱՑՈՒՄԸ

Մ. Ա. ՆԱՎԱՍԱՐԴՅԱՆ, Ցու. Հ. ՆԱԶԱՐՅԱՆ, Վ. Գ. ՄԻՐԶՈՅԱՆ

Փորձական եղանակով ցույց է տրված, որ եթե սեղանանոսային տատանում կատարող պինդբյուրեղին հաղորդիչը էլեկտրական տատանումները մոդուլացվում են ցածր հաճախության էլեկտրական տատանումներով, ապա բյուրեղի կողմից լատեն-անդրադարձած ունեղենյան ճառագայթի ինտենսիվությունը փոփոխվում է նույն այդ ցածր հաճախությամբ: Այդ երեւոյթը կարելի է իրականացնել բարձր կատարելիություն ունեցող պինդբյուրեղի միջոցով, երբ այլալ այլքի երկարություն ունեցող ճառագայթման համար բյուրեղի կլանման գործակցի և հաստության արտադրյալը մեկին մոտ թիվ է, և բյուրեղը ունի փոքր բարորականություն: Այս եղանակով մոդուլացված ունեղենյան ճառագայթի միջոցով հաջողվել է հաղորդել և ընդունել մինչև 400 Հց հաճախություն ունեցող ազդանշաններ: Մոդուլացնող հաճախության տիրույթը կարելի է ընդլայնել օգտագործելով փոքր բարորակություն ունեցող պինդբյուրեղ: Որպես պինդբյուրեղ օգտագործվել է 2 մմ հաստություն ունեցող X-կարվածքի կվարցը: Անդրադարձումը ստացվել է (1011) հարթությունների ընտանիքից, օգտագործվել է  $MoK_{\alpha}$  ճառագայթումը:

MODULATION OF DIFFRACTED X-RAYS IN A LOW-FREQUENCY RANGE WITH A VIEW TO SIGNAL TRANSMISSION

M. A. NAVASARDYAN, Yu. R. NAZARYAN, V. K. MIRZOYAN

A low-frequency modulation of a diffracted X-ray beam intensity was performed. Signals with a pulse repetition rate up to 400 Hz were transmitted by means of the X-ray beam. This was achieved by varying the resonance oscillation amplitude of a piezocrystal in the Laue-reflecting position.

## ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ДЕФЕКТНУЮ СТРУКТУРУ СИНТЕТИЧЕСКОГО КВАРЦА

С. А. АДАМЯН, П. А. БЕЗИРГАНЯН, Е. Г. ЗАРГАРЯН

Изучено поведение линейных дефектов, имеющих дислокационный характер, в поле пьезодеформации и вне его. Показано, что видимость линейных дефектов сильно изменяется в области деформации, особенно на краях области. Ухудшение видимости дефектов обусловлено повышением общей интенсивности рентгеновских лучей, рассеянных на деформированной области.

Рентгенотопографический метод Ланга дает возможность изучать дефектную структуру квазисовершенных кристаллов. Изучению дефектной структуры синтетического кварца этим методом посвящено много работ [1—5]. В них подробно изучена дефектная структура кварца, обусловленная условиями роста кристалла. Ростовые дефекты и дислокации в синтетических кристаллах кварца были впервые обнаружены и исследованы методами избирательного травления, термического декорирования, а также методом оценки оптической однородности выросшего материала по теневым проекциям.

На основе проведенных исследований были получены следующие результаты. Было установлено, что ростовые дефекты и дислокации ориентированы почти нормально к поверхности роста [3]. Основная масса ростовых дислокаций берет начало с поверхностных дефектов затравки, а также является наследником дислокаций, содержащихся в затравке. Часть дислокационных пучков зарождается на посторонних включениях, захваченных кристаллом.

Рентгенотопографические исследования синтетического кристалла кварца подтверждают дислокационную природу линейных ростовых дефектов и позволяют определить характер векторов Бюргерса. Но дислокационная структура до сих пор окончательно не выяснена. Особенно мало изучены изменения дефектной структуры под внешним воздействием.

Целью настоящей работы является исследование изменения дефектной структуры синтетического кристалла кварца под влиянием электростатического поля.

Для проведения исследований из кристалла синтетического кварца были изготовлены пластинки  $x$ -среза с толщиной 0,2 мм; плотность дислокаций составляла не более  $10^2 \text{ см}^{-2}$ . После механической и химической обработок на пластинку наносились методом вакуумного испарения серебряные электроды, при помощи которых на пластинку подавалось электрическое поле.

Дефектная структура синтетического кристалла кварца исследовалась рентгенотопографическим методом Ланга (рис. 1). Узкий рентгеновский пучок, выходящий из диафрагмы с шириной 40 мкм, падал на кристалл,

который находился на расстоянии 1 м от точечного фокуса рентгеновской трубки БСВ-19Мо.

Фотопластинка с высокой разрешающей способностью помещалась на расстоянии 1 см от диафрагмы, которая была помещена после образца для задержания первичного пучка. Были получены топограммы от кварцевых пластинок без нанесения серебряного слоя и с нанесенным тонким слоем серебра со временем экспозиций 3 часа. Работа проводилась на камере КРС с удлиненным коллиматором.

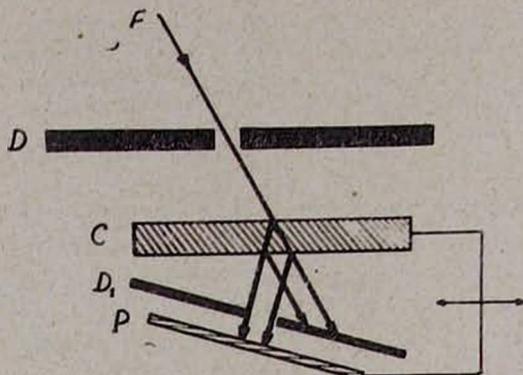


Рис. 1. Схематическое изображение рентгенотопографического метода Лапга:  $F$  — фокус рентгеновской трубки,  $D$  — диафрагма,  $C$  — пластинка из монокристалла кварца,  $D_1$  — диафрагма для задержания первичного пучка,  $P$  — фотопластинка.

На полученных топограммах четко выражена дефектная структура кристалла кварца (рис. 2а). Были получены топограммы от одной и той же пластинки при наличии электростатического поля с напряженностью 10, 40, 60 и 100 кВ/см (соответственно рис. 2б, в, г и д).

При напряженности в 10 кВ/см на топограмме появляется слабо выраженное изображение электрода, которое усиливается с увеличением напряженности и становится уже достаточно четким при напряженности в 40 кВ/см. При высоких напряженностях (рис. 2в, г) в пределах электродов интенсивность продолжает увеличиваться, а на границах электродов наблюдается резкое падение интенсивности дифрагированных рентгеновских лучей. После выключения электростатического поля деформированные части пластинок не сразу восстанавливаются. Процесс восстановления продолжается непрерывно, для некоторых пластинок он достигает 40 часов.

Так как в нашем образце плотность дефектов мала, то имеется возможность детально характеризовать отдельные дефекты при наличии электрического поля. Большинство дефектов параллельны друг другу и образуют дефектную сеть. Эта сеть состоит как из действительно пересекающихся дефектов, так и из дефектов, у которых пересекаются проекции. На топограммах, изображенных на рис. 2б и в, видно, что линейные дефекты у самой границы электрода под действием электростатического поля одновременно сужаются и искривляются, причем сужение становится отчетливее при возрастании напряженности. При напряженностях 60 кВ/см и вы-

ше на границах электрода происходит разрыв дефектной области (рис. 2г). Когда напряженность электростатического поля достигает 100 кВ/см, в области электродов наблюдается ухудшение видимости, а для некоторых дефектов и исчезновение дифракционного контраста (рис. 2д).

### Обсуждение результатов

Известно, что под влиянием электростатического поля в пьезокварце возникают упругие деформации. Для пластинок косых срезов только три компоненты тензора деформации не равны нулю:

$$r_{xx} = d_{11} E_x, \quad r_{yy} = -d_{11} E_x, \quad r_{yz} = d_{14} E_x,$$

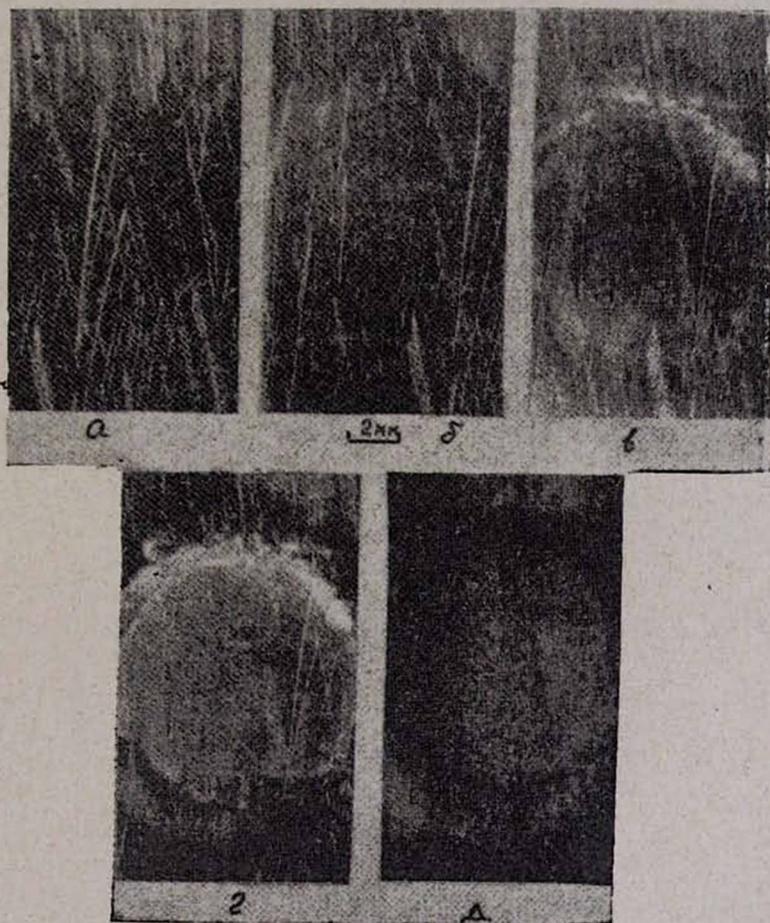


Рис. 2. Топограммы, полученные из тонкого кристалла кварца; рефлекс (1010), излучение  $MoK_{\alpha}$ : а) без влияния электростатического поля; получено изображение линейных дефектов, часть которых имеет дислокационный характер; б) с полем с напряженностью 10 кВ/см; в) с полем с напряженностью 40 кВ/см; г) с полем с напряженностью 60 кВ/см; д) с полем с напряженностью 100 кВ/см.

где  $d_{11}=6,9 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{1/2} \text{ г}^{1/2} \text{ сек}$ ,  $d_{14}=2 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{1/2} \text{ г}^{1/2} \text{ сек}$ . Компоненты  $r_{xx}$  и  $r_{yy}$  приводят только к изменению толщины кристалла, а  $r_{yz}$  — к видоизменению плоскостей.

Рассмотрим вид деформации, который возникает в кварцевой пластинке при наличии электростатического поля. Вид этой пластинки показан на рис. 3. Пластинка подвергается такому виду деформации, если вся площадь граней, перпендикулярных к оси  $x$ , покрывается серебром и во всей пластинке создается одно и то же поле. А в нашем случае между электродами находится только часть пластинки (обозначенная буквой  $a$  на рис. 3). Вокруг этой части находится другая часть в виде круглой рамки (обозначенной буквой  $b$ ), расположенной вне области электрического поля.

Ясно, что в таком случае указанной деформации подвергается только посеребренная часть пластинки, а на границе между этими частями обра-

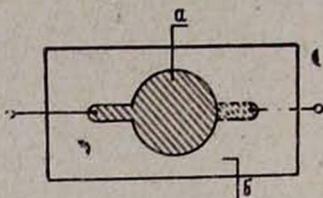


Рис. 3. Вид пластинки с серебряными электродами: а) пьезодеформированная часть пластинки; б) недеформированная часть пластинки, где распространяется градиент пьезодеформации.

зуются неоднородные механические напряжения. В рассмотренном виде деформации предполагалось, что  $x$ -компонента напряженности электрического поля между электродами везде одинакова. Но если в кристалле находятся разные дефекты и дислокации, то однородность электрического поля нарушается. На дефектах и в дефектных областях напряженность электрического поля изменяется. Это приводит к добавочному изменению дефектной области по сравнению с окружающими областями. Поэтому при образовании контраста наблюдается отклонение от ожидаемой закономерности.

Под влиянием электростатического поля пьезодеформация возникает только под электродами. Это значит, что упругая деформация, возникающая между электродами, на краях образует градиент напряженности, который при повышении напряженности электростатического поля достигает наибольшей величины. Дефекты, которые проходят через область, где градиент напряжения наибольший, прогибаются, разрываются и теряют свою отражающую способность (выходят из положения отражения). В монокристаллах кварца при высоких напряжениях происходит исчезновение дифрагированного контраста большинства дефектов.

Это явление, на наш взгляд, можно объяснить следующим образом. Пьезоэлектрическая деформация вызывает в дефектной структуре кварца образование новых структурных изменений, которые, в свою очередь, приводят к дополнительному изменению расходимости дифрагированных рент-

леновских лучей, и это повышает общий фон дифракции. Когда дифракция достигает больших значений, то изображения дислокационных областей становятся узкими. Кажется, что увеличилось разрешение наблюдения дефектов. Это действительно так, потому что если дислокационные области покрывают сами себя, то малорасходящиеся дифрагированные пучки не дают возможности различить деформированные области. Чтобы различить их можно использовать расходящийся пучок. В нашем случае расходимость увеличивается за счет пьезодеформаций. Поэтому при некоторых напряжениях сужение дислокационных картин растёт. Этим и объясняются изменения ширины дислокационной области. Это значит, что, измеряя изменения ширины дислокационной области, можно определить зависимость изменения расходимости рентгеновских лучей от величины деформации.

Как уже отмечалось, при повышении напряженности поля пьезодеформации увеличиваются, что приводит к исчезновению дислокационных картин, так как они сливаются с общим фоном. Таким образом можно объяснить ухудшение разрешающей способности метода Ланга, так как он уже не определяет дефектную структуру деформированного кристалла.

Ереванский государственный  
университет

Поступила 5.V.1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. W. J. Spenser, K. Haruta. J. Appl. Phys., 37, 549 (1966).
2. A. R. Lang, V. F. Miuskov. J. Appl. Phys., 38, 6 (1967).
3. Г. В. Клещев, Н. А. Мамаев. Вопросы физики твердого тела, Челябинск, 1973, вып. 4, стр. 81.
4. A. R. Lang. Z. Naturforsch, 5, 461 (1972).
5. Л. И. Цинобер и др. Сб. Рост кристаллов, Изд. АН СССР, 1965, т. 4, стр. 22.

ԷԼԵԿՏՐՍՏԱՏԻԿ ԴԱՇՏԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿՎԱՐՑՅԱ  
ԹԻԹԵՂՈՒՄ ԱՌԿԱ ԹԵՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՎՐԱ

Ս. Հ. ԱԴԱՄՅԱՆ, Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ, Ե. Գ. ԶԱՐԳԱՐՅԱՆ

Ուսումնասիրված է գծային թիրուխյունների վարքը դեֆորմացիոն դաշտում և նրանից դուրս: Ցույց է տրված, որ գծային թիրուխյունների տեսանկյունայինը խիստ կերպով փոխվում է դեֆորմացված տիրույթում և հատկապես այդ տիրույթի եզրերում ինչպես փոքր, այնպես էլ մեծ լարվածությունների դեպքում:

#### EFFECT OF AN ELECTROSTATIC FIELD ON THE DEFECTIVE STRUCTURE OF SYNTHETIC QUARTZ

S. H. ADAMYAN, P. H. BEZIRGANYAN, Y. G. ZARGARYAN

The behaviour of linear defects was studied in a piezodeformation field and outside of it. It was shown, that the visibility of linear defects strongly changes in the region of deformation and especially at its edge. The reduction in the visibility is due to the increase of total intensity of X-rays scattered from the deformation region.

## МАГНИТОДИОДЫ С ПОЛЯРНЫМ МАГНИТОДИОДНЫМ ЭФФЕКТОМ

Г. А. ЕГИАЗАРЯН, М. С. БАРХУДАРЯН, Ю. С. МАНВЕЛЯН, В. И. МУРЫГИН

Исследована возможность создания магнитодиодов с различным знаком магниточувствительности в зависимости от направления магнитного поля. Определены условия, необходимые для получения полярного магнитодиодного эффекта. Показано, что для полярной магниточувствительности необходимо иметь области с различной скоростью поверхностной рекомбинации на противоположных поверхностях базы магнитодиода. При этом для толщины и длины базы должны выполняться следующие соотношения:

$$1 > h/L_a > 10^{-2}, \quad d/L_a > 3.$$

Описан механизм, приводящий к полярной магниточувствительности.

Для ряда устройств автоматики, телемеханики и вычислительной техники крайне необходимы кремниевые магнитодиоды с различным знаком магниточувствительности в зависимости от направления магнитного поля. Выпускаемые в настоящее время отечественной промышленностью магнитодиоды КД301 обладают чувствительностью только к величине магнитного поля [1], а магнитодиоды КД303 — и к направлению магнитного поля [2]. Однако они не меняют магниточувствительности в зависимости от направления магнитного поля, что весьма ограничивает область их применения.

В работе [3] показано, что магниточувствительность магнитодиодов и полярный магнитодиодный эффект в сильной степени зависят от обработки поверхности полупроводниковой пластины и наличия на ней областей с различными скоростями поверхностной рекомбинации.

В настоящей работе приводятся результаты исследования возможности и необходимых условий создания конструкции и технологии магнитодиодов со сменой знака магниточувствительности в зависимости от направления магнитного поля. Назовем их полярными магнитодиодами.

Для разработки конструкции полярных магнитодиодов необходимо определить зависимость их характеристик от ряда параметров. Основными из этих параметров являются удельное сопротивление  $\rho$  полупроводника, объемное время жизни  $\tau$  носителей тока, скорости поверхностной рекомбинации  $S_1$  и  $S_2$  на противоположных поверхностях высокоомной базы, длина  $d$  и толщина  $h$  базы магнитодиода (рис. 1).

Полярные магнитодиоды изготавливались по методике, описанной в работе [4]. Они имели  $p^+-p$ - $n$ -структуру. При комнатной температуре амби-полярная диффузионная длина носителей  $L_a$  составляла  $5 \cdot 10^{-2} \div 9 \cdot 10^{-2}$  см. Для обеспечения полярной магниточувствительности на противоположных поверхностях магнитодиода путем обработки поверхности кремния в бихромате калия и нанесения металлического слоя изготов-

лялись области соответственно с малой ( $S_1$ ) и большой ( $S_2$ ) скоростями рекомбинации. Значения  $S_1$  и  $S_2$  в зависимости от степени обработки соответствующих поверхностей изменялись в достаточно широком диапазоне.

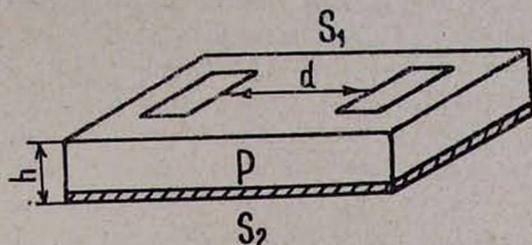


Рис. 1. Конструкция магнитодиода с полярной магниточувствительностью.

На рис. 2 представлены вольт-тесловые характеристики магнитодиода с  $d/L_a = 3$  и  $h/L_a = 0,5$  для безразмерной скорости поверхностной рекомбинации  $S_F = S_2 L_a / D = 10$  при токе 3 мА и различных значениях  $S_s = S_1 L_a / D$  ( $D$  — коэффициент диффузии).  $S_s$  характеризует различие

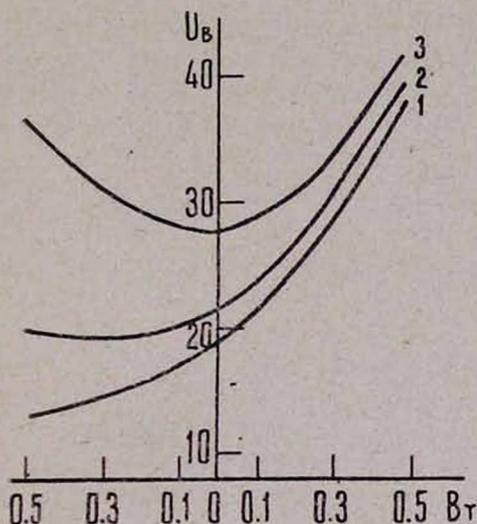


Рис. 2. Вольт-тесловые характеристики магнитодиода при различных значениях  $S_s$ : 1—0,1; 2—1; 3—5.

рекомбинационных условий в данной области и в объеме базы магнитодиода. Для кремния  $S_s$  может быть как больше единицы, так и меньше единицы. Из рисунка следует, что для направления магнитного поля  $B > 0$ , при котором носители тока под действием силы Лоренца отклоняются к поверхности с областью  $S_2$ , падение напряжения на магнитодиоде увеличивается с ростом магнитного поля, т. е. обнаруживается положительная магниточувствительность. Для направления магнитного поля  $B < 0$ , при котором носители тока отклоняются к поверхности с областью  $S_1$ , при малых значениях  $S_s$  ( $S_s \leq 1$ ) падение напряжения уменьшается с ростом магнитного поля, т. е. наблюдается отрицательная магниточувствительность.

Это явление можно объяснить тем, что при направлении магнитного поля  $B > 0$  вблизи поверхности с областью  $S_1$  образуется сильно обедненный слой, а при направлении  $B < 0$  — сильно обогащенный слой. Образование этих слоев у поверхности с областью  $S_1$ , в основном, и определяет полярность магнитодиодного эффекта в «тонкой» базовой области. При постоянном значении магнитного поля отрицательная магниточувствительность растет с уменьшением  $S_s$ , и наоборот. Эта зависимость наблюдается в большом диапазоне магнитных полей. Каждому значению  $S_s$  соответствует определенный диапазон значений магнитных полей, при которых появляется отрицательная магниточувствительность. С уменьшением  $S_s$  этот диапазон расширяется, а с увеличением — уменьшается.

Таким образом, можно сформулировать первое необходимое условие существования полярного магнитодиодного эффекта — это условие  $S_s \leq 1$ , т. е. существенный полярный эффект проявляется в широком диапазоне магнитных полей только при относительно малых значениях  $S_s$ . С ростом магнитного поля отрицательная магниточувствительность исчезает и происходит инверсия ее знака.

На рис. 3 приведены вольт-тесловые характеристики магнитодиодов с  $S_s = 0,1$  при различных значениях  $S_F$ . Для каждого значения  $S_F$  существует определенный диапазон значений магнитного поля, в котором

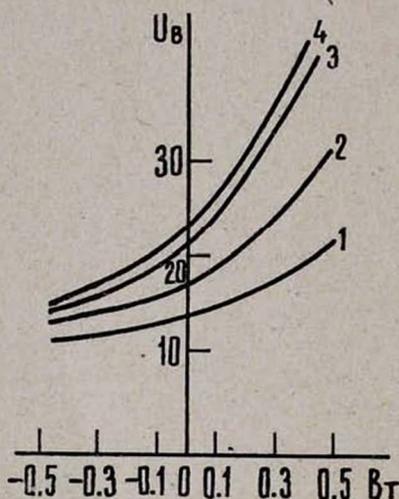


Рис. 3.

Рис. 3. Вольт-тесловые характеристики магнитодиода с  $d/L_a = 3$ ,  $h/L_a = 0,5$  при различных значениях  $S_F$ : 1—2; 2—5; 3—20; 4—50.

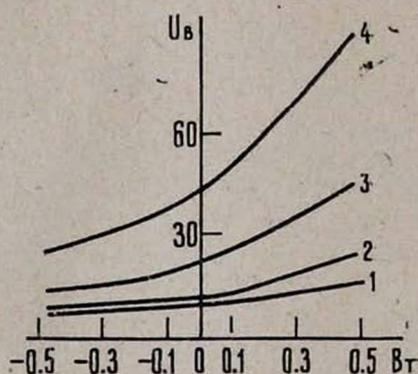


Рис. 4.

Рис. 4. Вольт-тесловые характеристики магнитодиодов с  $d/L_a = 3$  при различных значениях  $h/L_a$ : 1—2; 2—1; 3—0,5; 4—0,2.

наблюдается отрицательная магниточувствительность; при этом с увеличением  $S_F$  этот диапазон значительно расширяется. При  $S_F = 1$  и не очень малых значениях  $S_s$  отрицательная магниточувствительность исчезает. Отрицательная магниточувствительность исчезает и при  $S_s = S_F$ , а положительная стремится к нулю при малых значениях магнитных полей.

Как при рассмотрении роли поверхности с областью  $S_1$ , так и в этом случае носители тока при направлении магнитного поля  $B > 0$  отклоня-

ются к поверхности с областью  $S_2$  и успевают рекомбинировать. В итоге в большей части базы создается обедненный слой. При направлении  $B < 0$  носители тока отклоняются от поверхности с областью  $S_2$ , и у поверхности  $S_1$  образуется обогащенный слой.

Таким образом, можно сформулировать второе необходимое условие существования полярного магнитодиодного эффекта—это условие  $S_F > 1$ , т. е. значительный полярный магнитодиодный эффект наблюдается в широком диапазоне значений магнитных полей при больших значениях  $S_F$ .

Для получения полярного магнитодиодного эффекта наряду с областями с малой и большой скоростями рекомбинации определенную роль играют толщина  $h$  и длина  $d$  базы магнитодиода. На рис. 4 изображены вольт-тесловые характеристики магнитодиодов для различных значений  $h/L_a$  при  $S_s = 0,1$  и  $S_F = 20$ . Из рисунка следует, что с ростом магнитного поля при направлении  $B > 0$  возникает положительная магниточувствительность. С уменьшением толщины базы положительная магниточувствительность растет. При направлении  $B < 0$  для малых значений  $h/L_a$  возникает отрицательная магниточувствительность, которая с увеличением толщины ( $h/L_a > 1$ ) при больших полях переходит в положительную магниточувствительность. Каждому значению  $h/L_a$  соответствует определенный диапазон значений магнитного поля, в котором проявляется отрицательная магниточувствительность. При уменьшении толщины базы этот диапазон заметно расширяется.

Полученные результаты показывают, что полярный магнитодиодный эффект проявляется в достаточно широком диапазоне магнитных полей только в магнитодиодах с  $1 > h/L_a > 10^{-2}$ . При других сочетаниях значений  $S_s$  и  $S_F$  наблюдаются аналогичные закономерности (при этом  $S_s < 1$ ,  $S_F > 1$ ).

Роль толщины в получении магнитодиодного эффекта заключается в обеспечении эффектов накопления и расходования носителей тока в базе, обуславливаемых зонами рекомбинации. В магнитодиодах с относительно большим отношением  $h/L_a$  при направлении магнитного поля  $B < 0$  из-за объемной рекомбинации генерированных с поверхности с областью  $S_2$  носителей не происходит заметного накопления носителей в базовой области, и поэтому отрицательная магниточувствительность не наблюдается.

В магнитодиодах с относительно малым значением  $h/L_a$  объемная рекомбинация слабо влияет на генерированные с поверхности с областью  $S_2$  носители, и в итоге в базе происходит накопление носителей, т. е. образуется обогащенный носителями слой. Последний и приводит к образованию отрицательной магниточувствительности в широком диапазоне значений магнитного поля. Таким образом, третье необходимое условие существования заметного полярного магнитодиодного эффекта можно сформулировать в виде  $h/L_a \lesssim 1$ .

Полярная магниточувствительность при прочих условиях в сильной степени зависит от длины базы магнитодиода. На рис. 5 приведены вольт-тесловые характеристики магнитодиодов с рассмотренными выше параметрами для  $h/L_a = 0,5$  и различных значений  $d/L_a$ . Из рисунка следует,

что с ростом  $d/L_a$  магниточувствительность увеличивается. С ростом  $d/L_a$  увеличивается и диапазон значений магнитных полей, при которых наблюдается отрицательная магниточувствительность.

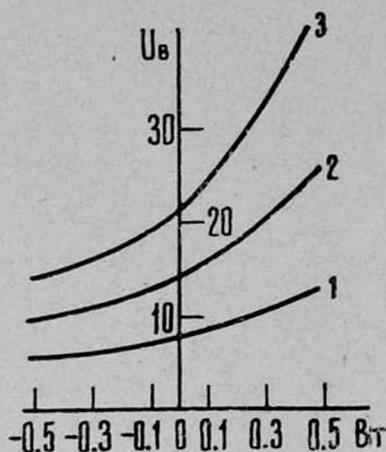


Рис. 5. Вольт-тесловые характеристики магнитодиодов с  $h/L_a = 0,5$ ,  $S_s = 0,1$ ,  $S_F = 20$  при различных значениях  $b/L_a$ : 1—2; 2—3; 3—4.

Проведенные исследования показали, что полярный магнитодиодный эффект существенно зависит и от объемного времени жизни носителей тока. С уменьшением  $\tau$  уменьшается и полярная магниточувствительность. Приведенные выше зависимости полярного магнитодиодного эффекта от целого ряда параметров позволяют разработать конструкцию и требования, предъявляемые к технологии магнитодиодов с полярным магнитодиодным эффектом.

Поступила 17.IV.1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. П. Паринов, Ю. В. Кружанов. Электронная промышленность, 3, 44 (1973).
2. Г. А. Елизарян и др. ФТП, 9, 1252 (1975).
3. Э. И. Каракушен, В. И. Стафеев. Сборник трудов симпозиума «Электронные процессы на поверхности монокристаллических слоев полупроводников», Новосибирск, 1967.
4. Г. А. Елизарян, Г. А. Мнацаканян, А. Х. Авагян. Изв. АН АрмССР, Физика, 14, 206 (1979).

#### ԲԵՎԵՌԱՅԻՆ ՄԱԳՆԵՍԱԴԻՈԴԱՅԻՆ ԷՖԵԿՏՈՎ ՄԱԳՆԵՍԱԴԻՈԴՆԵՐ

Գ. Ա. ԵՂԻԱՋԱՐՅԱՆ, Մ. Ս. ԲԱՐԵՈՒԴԱՐՅԱՆ, Յու. Ս. ՄԱՆՎԵԼՅԱՆ,  
Վ. Ի. ՄՈՒՐԻԳՅԱՆ

Աշխատանքում ուսումնասիրվում է մագնիսական դաշտի ուղղութիւնից կախված մագնիսազգայնութիւնի տարրեր նշան ունեցող մագնիսադիոդների ստեղծման հնարավորութիւնը: Բերվում են համապատասխան պայմաններ այդ էֆեկտի իրականացման համար:

MAGNETODIODES WITH THE POLAR MAGNETODIODE  
EFFECT

H. H. YEGHIAZARYAN, M. S. BARKHUDARYAN, Yu. S. MANVELYAN,  
V. I. MURYGIN

The possibility to develop the magnetodiodes having magnetosensitivity of various signs depending on the direction of a magnetic field is discussed. The necessary conditions for the obtaining of the polar magnetodiode effect were determined. The mechanism producing the polar magnetosensitivity is described.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ НИОБАТА БАРИЯ-ЛИТИЯ

А. Л. АЛЕКСАНДРОВСКИЙ, Л. М. КАЗАРЯН

Исследована доменная структура монокристаллов ниобата бария-лития (БЛН), особенности выращивания которых приведены в [1]. Обнаружены домены двух типов: домены-диски и иглообразные микродомены.

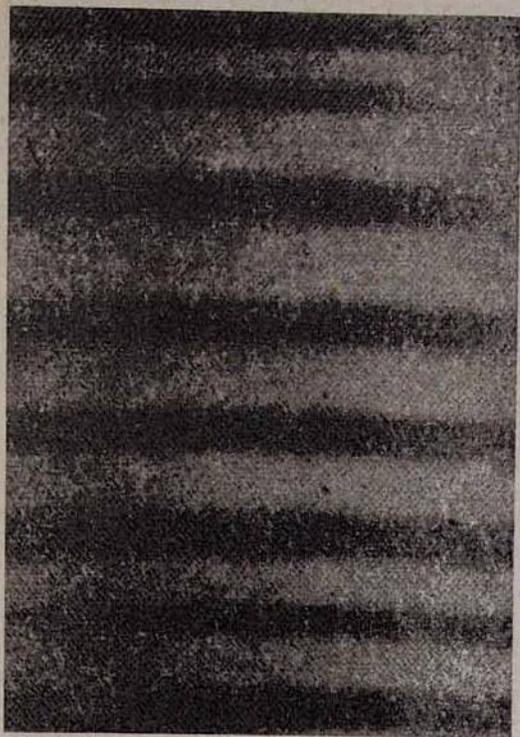
Доменная структура кристаллов БЛН изучалась модифицированным методом Мерца [2] при комнатной температуре. Электрическое поле с помощью иглообразных электродов прикладывалось к полированной поверхности (100) кристалла.

В одноосном кристалле БЛН 180-градусные домены в отсутствие электрического поля оптически неразличимы. Приложение электрического поля в направлении, перпендикулярном к полярной оси кристалла, способствует развороту индикатрисы, который в соседних антипараллельных доменах будет различным. Следовательно, из-за различного положения погасания указанных доменов (примерно  $1^\circ$  в поле  $\sim 5$  кВ/мм) становится возможной визуализация 180-градусных доменов в поляризационном микроскопе.

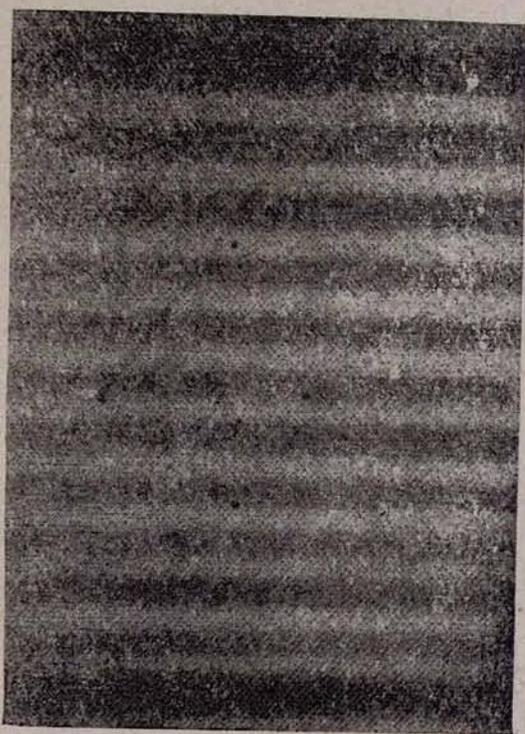
Доменная структура кристаллов БЛН, выращенных из расплава стехиометрического состава, показана на рис. 1. В сильно выраженных слоях роста доменная структура БЛН состоит почти исключительно из доменов-дисков (рис. 1а), границы раздела которых в этом случае практически плоские. Расположение доменов-дисков хорошо воспроизводит конфигурацию слоев роста, декорирующую форму фронта кристаллизации. Их образование целиком связано с таким дефектом кристалла, как слои роста. По морфологии слоистой доменной структуры, образованной доменами-дисками, можно судить о положении фронта кристаллизации на любой стадии роста кристаллов. Иголообразные микродомены, ориентированные вдоль полярной оси, появляются в области контакта доменов-дисков, когда слои роста выражены слабее (рис. 1б).

Стенки, разделяющие домены-диски, образуют конфигурации типа «голова к голове» и «хвост к хвосту». Эти конфигурации энергетически невыгодны, так как не могут понизить энергию деполяризующего поля. Ориентация же стенок, разделяющих микродомены, соответствует условию минимума энергии деполяризующего поля и в большей степени отвечает равновесной доменной структуре.

Уточнение поперечных размеров иглообразных микродоменов проводилось наблюдением генерации второй гармоники (ГВГ) неодимового лазера в полидоменном кристалле БЛН. Теория ГВГ для полидоменных кристаллов [3, 4] позволяет определять параметры доменов по картинам рас-



a



b

Рис. 1. Доменная структура ниобата бария-лития.

сеяния, причем направления рассеивания определяются согласно закону сохранения импульса

$$\mathbf{q} = 2\mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2, \quad (1)$$

где  $\mathbf{q}$  — вектор, представляющий доменную структуру,  $\mathbf{K}_1, \mathbf{K}_2$  — соответственно волновые векторы основной волны и волны второй гармоники,

$$|\mathbf{q}| \approx \pi/L, \quad (2)$$

$L$  — размер доменов.

Углы рассеяния второй гармоники определяются согласно (1) построением треугольника векторов с использованием поверхностей волновых векторов  $2\mathbf{K}_1$  и  $\mathbf{K}_2$  кристалла или поверхностей показателей преломления, так как

$$|\mathbf{K}| = \frac{2\pi}{\lambda} n.$$

На рис. 2. изображена схема рассеяния второй гармоники в плоскости  $xy$  кристалла БЛН. Луч неодимового лазера ( $\lambda = 1,06$  мкм) проходит через образец в направлении оси  $x$  и представляет собой необыкновенную волну. Единственный нелинейный коэффициент, действующий при такой поляризации луча, —  $d_{33}^{2\omega}$ . В соответствии с этим зарегистрированное излучение с  $\lambda = 0,53$  мкм также представляет собой необыкновенную волну.

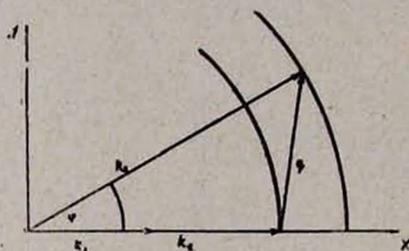


Рис. 2.

Рис. 2. Схема рассеяния второй гармоники в плоскости  $xy$  кристалла.

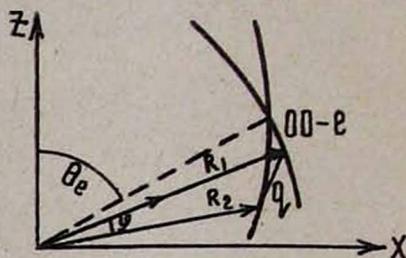


Рис. 3.

Рис. 3. Схема рассеяния второй гармоники в плоскости  $xz$  кристалла с периодической слоистой доменной структурой.

Как и в [2], наблюдалось размытое пятно второй гармоники, удлиненное в плоскости  $xy$ . Максимальный угол рассеяния  $\varphi$  в этой плоскости достигал  $40^\circ$  на воздухе. Это соответствует поперечным размерам микродоменов  $0,7 \div 2$  мкм.

При прохождении обыкновенного луча через образец с периодической слоистой доменной структурой наблюдался также квазисинхронный неколлинеарный процесс ГВГ. В этом случае ответственным за процесс ГВГ является нелинейный коэффициент  $d_{31}^{2\omega}$ . Схема квазисинхронной ГВГ приведена на рис. 3. Рассеяние в кристаллах с периодической доменной структурой должно происходить под строго определенными углами, соответствующими разрешенным значениям  $|\mathbf{q}| = 2\pi/\Lambda$ , где  $\Lambda$  — период доменной структуры. В экспериментах наблюдалась квазисинхронная (интенсив-

ность второй гармоники нарастала пропорционально квадрату длины кристалла) и неколлинеарная (угол рассеяния  $\varphi$  составлял  $1^\circ$ ) ГВГ в образце с  $\Lambda = 20$  мкм.

Несмотря на относительно меньшую эффективность квазисинхронных процессов по сравнению с синхронным, они представляют практический интерес ввиду возможности осуществления фазового согласования в ИК области с помощью слоистой доменной структуры.

Институт физических  
исследований АН АрмССР

Поступила 12.IV.1979г

## ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Казарян и др. Препринт ИФИ 78-77, Ереван, 1978.
2. А. Л. Александровский. Кандидатская диссертация, МГУ, 1977.
3. G. Dolino. Phys. Rev., B6, 4025 (1972).
4. D. Weinman, H. Vogt. Phys. Stat. Sol. A23, 463 (1974).

## ԲԱՐԻՈՒՄ-ԼԻԹԻՈՒՄ ՆԻՈԲԱՏԻ ԴՈՄԵՆՆԵՐԻ ԿԱՌՈՒՅՎԱԾՔԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա. Լ. ԱԼԵՔՍԱՆԴՐՈՎՍԿԻ, Լ. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

Քերված են Մերցի մոդիֆիկացված եղանակով ստացված բարիում-լիթիում նիոբատի դոմենների կառուցվածքի հետազոտության արդյունքները: Հայտնաբերված են երկու տեսակի դոմեններ՝ դոմեն-սկավառակներ, որոնք կրկնում են աճեցման շերտերի ձևը, և ասեղնաձև միկրոդոմեններ  $07 \div 2$  մկմ լայնական չափսերով, իսկ երկարությամբ՝ 10 մկմ սահմանում:

## INVESTIGATION OF DOMAIN STRUCTURE OF NIOBATE BARIUM LITHIUM

A. A. ALEXANDROVSKIJ, L. M. KAZARYAN

The results of the investigation of domain structure of niobate barium lithium modified by the Merz method are given. Domains of two types were discovered: disk-shaped domains repeating in form the growth layer, and needle-shaped microdomains having length of the order of 10 *mkm* and transverse dimensions of  $0,7 \div 2$  *mkm*.

## МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ НА ОПТИЧЕСКИХ ЧАСТОТАХ

О. С. ЕРИЦЯН, Г. С. КРИНЧИК

Результаты ряда магнитооптических экспериментов [1—3] могут быть объяснены на основе понятия магнитной восприимчивости на оптических частотах. В частности, из результатов работы [1] следует, что область применимости уравнения Ландау—Лифшица [4] простирается до оптической области. С другой стороны, в [5] (§ 60) доказано, что магнитная восприимчивость теряет смысл при высоких частотах, когда нельзя пренебрегать током поляризации по сравнению с током  $\text{crot } \mathbf{M}$ , где  $\mathbf{M}$  — плотность магнитного момента (магнитный момент единицы объема).

Ниже высказываются некоторые соображения в пользу сохранения магнитной восприимчивости в оптической области частот.

1. Понятие магнитного момента единицы объема, с которым и связано понятие магнитной восприимчивости, вводится в [5] (§ 27) следующим образом. Если ток через любое полное поперечное сечение тела равен нулю, то плотность тока может быть представлена в виде ротора некоторого вектора  $\mathbf{M}$ :

$$\rho \mathbf{v} = \text{crot } \mathbf{M}. \quad (1)$$

Тогда полный магнитный момент  $\mathbf{J}$  тела, равный, по определению, интегралу

$$\mathbf{J} = \frac{1}{2c} \int [\mathbf{r} \rho \bar{\mathbf{v}}] dV, \quad (2)$$

совпадает с интегралом

$$\mathbf{J}_1 = \int \mathbf{M} dV. \quad (3)$$

Равенством

$$\frac{1}{2c} \int [\mathbf{r} \rho \bar{\mathbf{v}}] dV = \int \mathbf{M} dV \quad (4)$$

и устанавливается, что  $\mathbf{M}$  представляет собой плотность магнитного момента. Так как в (4) ток  $\rho \bar{\mathbf{v}}$  имеет вид (1), то  $\mathbf{M}$  является плотностью магнитного момента, созданного токами, не переносящими заряд через поперечное сечение тела. Если кроме таких токов имеются и конвекционные токи\*, переносящие заряд (а именно, ток  $\partial \mathbf{P} / \partial t$  и ток проводимости  $\mathbf{j}$ ),

\* К магнитному моменту, созданному такими токами, понятие плотности, по-видимому, не применимо.

то соотношение (1) не будет иметь места, и, следовательно, нарушится равенство (4), основанное на (1). Нарушение равенства (4) будет означать, что правая часть равенства (4) представляет собой не полный магнитный момент тела, а его часть, в соответствии с тем, что  $c \operatorname{rot} \mathbf{M}$  будет в таком случае представлять собой не полный ток, а его часть. Между тем в [5] (§ 60) выполнение (4) считается условием сохранения смысла  $\mathbf{M}$ . На основании этого требования утверждается, что при высоких частотах, когда условие

$$\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} \ll c \operatorname{rot} \mathbf{M} \quad (5)$$

не выполняется, величина  $\mathbf{M}$  теряет смысл.

Однако равенство (4) может нарушаться и в случае постоянных магнитных полей, когда ток имеет вид [5] (§ 29)

$$\overline{\rho \mathbf{v}} = c \operatorname{rot} \mathbf{M} + \mathbf{j}. \quad (6)$$

Невыполнение (4) в данном случае не означает, что величина  $\mathbf{M}$  теряет смысл, а означает, что условие (1) выполнения равенства (4) не имеет места. Аналогичным образом если

$$\overline{\rho \mathbf{v}} = c \operatorname{rot} \mathbf{M} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}, \quad (7)$$

то из-за невыполнения условия (1) несправедливо требовать соблюдения равенства (4). Поэтому ограничение (5) на частоты, при которых величина  $\mathbf{M}$  сохраняет смысл, по-видимому, надо снять. При этом условие применимости макроскопического подхода (малость атомных размеров по сравнению с длиной волны), конечно, остается.

2. Сохранение смысла величины  $\mathbf{M}$  (и вместе с ней смысла магнитной восприимчивости) при наличии токов поляризации и проводимости предполагает возможность разделения тока  $c \operatorname{rot} \mathbf{M}$  в полном токе

$$\overline{\rho \mathbf{v}} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + c \operatorname{rot} \mathbf{M}. \quad (8)$$

Магнитный момент образца с объемом  $\Delta V$  в общем случае имеет вид

$$\Delta \mathbf{J} = \frac{1}{2c} \int \left[ \mathbf{r} \left( \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} \right) \right] dV + \int \mathbf{M} dV. \quad (9)$$

Во внешнем однородном магнитном поле  $\mathbf{H}$  образец испытывает вращающий момент  $[\Delta \mathbf{J} \mathbf{H}]$ , состоящий из двух частей, одна из которых (обусловленная конвекционными токами) меняет знак при замене  $\mathbf{r}$  на  $-\mathbf{r}$ , а другая (обусловленная токами  $c \operatorname{rot} \mathbf{M}$ ) не меняет знака. Это различие и дает возможность разделить последний ток от конвекционных токов, что необходимо для сохранения смысла  $\mathbf{M}^*$ .

\* Это различие может проявляться и в том, испытывает ли образец силу, сообщающую поступательное движение, или нет.

Разделение вкладов токов  $\mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}$  и  $\text{crot } \mathbf{M}$  производится и в оптике. Оно сводится к определению диэлектрической и магнитной восприимчивостей в отдельности. Последняя задача, как известно, в оптике решается однозначно.

Заметим, что как в оптике, так и в случае рассмотренного выше образца в магнитном поле конвекционные токи  $\mathbf{j}$  и  $\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}$  фигурируют вместе. Оба эти тока дают вклад в диэлектрическую проницаемость. Ток же  $\text{crot } \mathbf{M}$  дает вклад в магнитную проницаемость.

Авторы выражают глубокую благодарность Б. М. Болотовскому и М. И. Каганову за полезные беседы и ценные обсуждения.

Ереванский государственный  
университет  
Московский государственный  
университет

Поступила 21.II.1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Кринчик, М. В. Чёткин. ЖЭТФ, 38, 648 (1960); 41, 673 (1961).
2. Г. С. Кринчик, Г. М. Нурмухамедов. ЖЭТФ, 47, 779 (1964).
3. В. В. Дружинин и др. Письма ЖЭТФ, 22, 282 (1976).
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Phys. Zs. der S. U., 8, 153 (1935).
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред, ГИФМЛ, М., 1959.

ՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ ԹԱՓԱՆՑԵԼԻՈՒԹՅՈՒՆԸ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ  
ՀԱՃԱՆՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐՈՒՄ

Հ. Ս. ԵՐԻՏՅԱՆ, Գ. Ս. ԿՐԻՆՉԻԿ

Քննարկված է օպտիկական տիրույթում մագնիսական թափանցելիության իմաստի հարցը:

## THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY AT OPTICAL FREQUENCIES

H. S. ERITSYAN, G. S. KRINCHIK

The sense of magnetic susceptibility in optical frequency range is discussed.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ 14 ТОМА ЗА 1979 г.

	вып.	стр.
Абрамян Р. М. (см. Манукян Г. Г.) . . . . .	6	419
Авагян А. Х. (см. Егиазарян Г. А.) . . . . .	3	206
Авакян Р. О., Аветисян А. Э., Вартапетян Г. А., Данагулян С. С., Ег- нов В. С., Косаков И. Х., Марукян Г. О., Мирзоян Р. М., Оганесян А. А., Петросян Ж. В., Тароян С. П., Элбакян Г. М. Аппаратура для регистрации электронов и гамма-квантов (АРЭГак) на основе кристал- лов $\text{NaI(Tl)}$ . . . . .	1	50
Авакян Р. О., Косаков И. Х., Петросян Ж. В., Сирунян А. М. Измерение асимметрии сечения фоторождения $\pi^0$ -мезонов на ядре углерода в ин- тервале энергий $E_\gamma = (0,7 \div 1,65)\text{ГэВ}$ . . . . .	3	164
Аветисян А. А. (см. Самуэлян А. А.) . . . . .	3	242
Аветисян А. Э. (см. Авакян Р. О.) . . . . .	1	50
Аветисян В. М., Бадалян Н. Н., Петросян М. Ш., Хуршудян М. А., Чилин- гарян Ю. С. Исследование нелинейной оптической восприимчивости жидких кристаллов методом активной спектроскопии комбинационного рассеяния света . . . . .	2	127
Авунджян В. И., Безиригян П. А., Аладжаджян Г. М. О расщеплении рент- геновских лауэ-отражений и образовании контраста изображений де- фектов в кристаллах . . . . .	3	192
Агаронян К. Г., Казарян А. М. К теории двухфотонного поглощения в про- странственно-ограниченных полупроводниковых средах-пленках . . . . .	2	100
Адамян В. Е., Александриян В. В., Меликян М. А., Багдасарян Р. И. Магнит- ная восприимчивость системы твердых растворов $\text{Nd}_x\text{Y}_{1-x}\text{Zn}$ в интер- вале температур $77 \div 600^\circ\text{К}$ . . . . .	4	286
Адамян С. А., Безиригян П. А., Заргарян Е. Г. Влияние электростатического поля на дефектную структуру синтетического кварца . . . . .	6	429
Айрапетян С. А. (см. Амагуни К. М.) . . . . .	2	134
Аладжаджян Г. М. (см. Авунджян В. И.) . . . . .	3	192
Аладжаджян Г. М. (см. Григорян А. М.) . . . . .	5	322
Александровский А. Л., Казарян Л. М. Исследование доменной структуры ниобата бария—лития . . . . .	6	440
Александрян В. В. (см. Адамян В. Е.) . . . . .	4	286
Алиханова Л. А., Еркапетян Г. Л., Казарян Э. М., Минасян Г. Р. Непря- мое межзонное поглощение в полупроводниках при наличии сильной электромагнитной волны . . . . .	5	317
Алтунян С. А. (см. Егиазарян Г. А.) . . . . .	5	359
Алтунян С. А. (см. Егиазарян Г. А.) . . . . .	4	280
Амагуни К. М., Айрапетян С. А., Никогосян С. К., Саакян В. А. Влияние электронного облучения на тепло- и электрофизические свойства $n\text{-InAs}$ . . . . .	2	134
Арутюнян В. В. (см. Навасардян М. А.) . . . . .	4	265

Арутюнян В. М., Мурадян А. Ж. Индуцированная оптическая анизотропия газа в поле лазерного излучения . . . . .	2	87
Арутюнян В. М., Мурадян А. Ж., Карменян А. В. Исследование индуцированной оптической анизотропии в парах цезия . . . . .	2	123
Арутюнян В. Н., Бадалян Г. В., Белларян Д. М., Борча К., Буцэ А., Варданян Т. А., Гарвоян М. А., Дорчоман Д., Зограбян Г. Г., Карпетян Р. А., Маркарян Г. Е., Меликов Г. И., Нерсисян Я. Д., Пасоян О. И., Петрашук М., Петрович М., Погосов В. С., Симион В., Шагив С. А. Регистрация образования тяжелых частиц на ядрах электронами с энергией 4,5 ГэВ . . . . .	3	172
Арутюнян Г. М. (см. Арутюнян Р. М.) . . . . .	1	26
Арутюнян Р. М., Арутюнян Г. М. Расчет пондеромоторных сил в сверхпроводниках второго рода . . . . .	1	26
Арутюнян С. В. (см. Оганесян Р. С.) . . . . .	2	119
Ахумян А. А., Мартиросян Р. М., Манвелян М. О., Погосян Н. Г. Неоднородное уширение линий ЭПР иона $Cr^{3+}$ в синтетических кристаллах изумруда . . . . .	1	43
Ацаторян К. Э., Элбакян С. С. Потери энергии заряженной релятивистской частицы в плазме, находящейся в поле сильной электромагнитной волны круговой поляризации . . . . .	6	395
Багдасарян Р. И. (см. Адамян В. Е.) . . . . .	4	286
Бадалян А. Л. (см. Каграманян Л. С.) . . . . .	5	364
Бадалян Г. В. (см. Арутюнян В. Н.) . . . . .	3	172
Бадалян Н. Н. (см. Аветисян В. М.) . . . . .	2	127
Барсуков К. А., Белоян Э. А. О переходном излучении в волноводе с поперечным неоднородным диэлектрическим заполнением . . . . .	1	3
Бархударян М. С. (см. Егиазарян Г. А.) . . . . .	6	434
Бархударян М. С. (см. Егиазарян Г. А.) . . . . .	4	280
Бахшецян А. Г. (см. Шабоян С. А.) . . . . .	2	144
Белларян Д. М. (см. Арутюнян В. Н.) . . . . .	3	172
Белоян Э. А. (см. Барсуков К. А.) . . . . .	1	3
Белоян Э. А., Бекова С. Х. О сверхсветовом источнике в волноводе . . . . .	4	240
Безирянян П. А. (см. Авунджян В. И.) . . . . .	3	192
Безирянян П. А. (см. Адамян С. А.) . . . . .	6	429
Безирянян П. А. (см. Григорян А. М.) . . . . .	5	322
Безирянян П. А. (см. Егиазарян А. М.) . . . . .	4	261
Бекова С. Х. (см. Белоян Э. А.) . . . . .	4	240
Борча К. (см. Арутюнян В. Н.) . . . . .	3	172
Буцэ А. (см. Арутюнян В. Н.) . . . . .	3	172
Варданян А. А. (см. Касаманян Э. А.) . . . . .	2	107
Варданян Д. М. (см. Труни К. Г.) . . . . .	6	403
Варданян Л. А., Гарибян Г. М., Ян Ши. Исследование краевого эффекта в пластине с учетом поглощения . . . . .	6	383
Варданян Т. А. (см. Арутюнян В. Н.) . . . . .	3	172
Вардумян Д. Т., Марикиян Г. А., Матевосян К. А. Измерение импульсного спектра адронной компоненты космических лучей и определение доли пионов в ней на высоте 2 км над уровнем моря . . . . .	5	350
Вардапетян Р. П. (см. Дургарян А. А.) . . . . .	4	276
Вартапетян Г. А. (см. Авакян Р. О.) . . . . .	1	50
Галстян Г. Т., Огурцов С. В. Диэлектрический спектр монокристаллов триглицидсульфата, легированных $\alpha$ -аланином (АТГС) . . . . .	5	369
Гардиян Р. С. (см. Дургарян А. А.) . . . . .	4	276
Гарибян Г. М. (см. Варданян Л. А.) . . . . .	6	383
Гарвоян М. А. (см. Арутюнян В. Н.) . . . . .	3	172

Гаспарян В. М. (см. Касаманян Э. А.) . . . . .	2	107
Гаспарян В. М. (см. Касаманян Э. А.) . . . . .	3	185
Геворкян Л. А., Корхмазян Н. А. Излучение заряженных частиц в нерегулярных ондуляторах . . . . .	4	235
Геворкян С. Д. (см. Погосян Я. М.) . . . . .	3	199
Григорян А. Г. (см. Шабоян С. А.) . . . . .	4	294
Григорян А. М., Кочарян А. К., Безирианиян П. А., Аладжаджян Г. М. Исследование контраста полос смещения рентгеновских лучей . . . . .	5	322
Григорян П. А. (см. Караханян Р. К.) . . . . .	4	271
Гюнашян К. С., Унонян О. А. Влияние погрешностей ориентации оптических элементов на работу СВЧ светодальномера . . . . .	5	338
Данагулян С. С. (см. Авакян Р. О.) . . . . .	1	50
Джереджян А. А. (см. Караян Г. С.) . . . . .	1	38
Джотян Г. П. Нелинейный режим ВКР при многомодовой накачке в диспергирующей среде . . . . .	2	94
Джулакян В. М. Простой оптический коррелометр . . . . .	5	346
Долмазян С. Г. (см. Шабоян С. А.) . . . . .	2	144
Дорчюман Д. (см. Арутюнян В. Н.) . . . . .	3	172
Дрмеян Г. Р., Эйрамджян Ф. О. Экспериментальное исследование рентгеновских интерференционных картин . . . . .	1	54
Дургарян А. А., Гардилян Р. С., Вардапетян Р. П., Дургарян Ас. А. Ориентационная зависимость фотоакустического эффекта в кристаллах германия и сульфида кадмия . . . . .	4	276
Дургарян А. А. (см. Карапетян С. В.) . . . . .	2	147
Дургарян Ас. А. (см. Дургарян А. А.) . . . . .	4	276
Еганов В. С. (см. Авакян Р. О.) . . . . .	1	50
Егиазарян А. М., Безирианиян П. А. Динамическая теория поляризации рентгеновских волновых пакетов в рентгеновском монохроматоре . . . . .	4	261
Егиазарян Г. А., Алтунян С. А., Каракушан Э. И., Манвелян Ю. С., Мурыгин В. И. Исследование вольт-амперной характеристики и магниточувствительности полярных магнитодиодов . . . . .	5	359
Егиазарян Г. А., Алтунян С. А., Саркисян А. С., Бархударян М. С. Температурные характеристики кремниевых планарных магнитодиодов . . . . .	4	280
Егиазарян Г. А., Бархударян М. С., Манвелян Ю. С., Мурыгин В. И. Магнитодиоды с полярным магнитодиодным эффектом . . . . .	6	434
Егиазарян Г. А., Мнацаканян Г. А., Авагян А. Х. Некоторые свойства магнитодиодов, чувствительных к направлению магнитного поля . . . . .	3	206
Ерицян О. С., Кринчик Г. С. Магнитная восприимчивость на оптических частотах . . . . .	6	444
Еркнапетян Г. Л. (см. Алиханова Л. А.) . . . . .	5	317
Зазян Э. Ф., Ханонкин А. А. Влияние площади упругого элемента на рельеф поверхности изогнутого кристалл-монохроматора . . . . .	4	290
Заргарян Е. Г. (см. Адамян С. А.) . . . . .	6	429
Захарянуц А. Г., Малоян А. Г., Прокопьев Е. П. Аннигиляция позитронов в области р-п-перехода в Si . . . . .	6	414
Зограбян Г. Г. (см. Арутюнян В. Н.) . . . . .	3	172
Иванян М. И. Коротковолновая асимптотика поля осесимметричной антенны . . . . .	1	33
Каграманян Л. С., Бадалян А. Л. Расчет некоторых термодинамических свойств полиэтилсилоксана-2 при давлениях до 2000 атм . . . . .	5	364
Казарян А. М. (см. Агаронян К. Г.) . . . . .	2	100
Казарян Л. М. (см. Александровский А. Л.) . . . . .	6	440
Казарян Р. А., Оганесян А. В. Об оптимальном приеме решеткой фотодетекторов излучения, прошедшего турбулентную атмосферу, которая со-		

держит рассеивающую область . . . . .	1	61
Жазарян Э. М. (см. Алиханова Л. А.) . . . . .	5	317
Жазарян Э. М., Меликян А. О., Минасян Г. Р. Межпримесное поглощение в полупроводниках в поле сильной электромагнитной волны . . . . .	3	180
Каракушан Э. И. (см. Егиазарян Г. А.) . . . . .	5	359
Карапетян Р. А. (см. Арутюнян В. Н.) . . . . .	3	172
Карапетян С. В., Дурбарян А. А. Влияние пластической деформации и электростатического поля на поглощение ультразвука в кристаллическом кварце . . . . .	2	147
Караханян Р. К., Григорян П. А. Зависимость контраста кикучи-электронограмм кремния от энергии первичного пучка электронов . . . . .	4	271
Караян Г. С., Джереджян А. А. Критерий инверсии знака напряжения обратно-смещенных переходов многослойных структур . . . . .	1	38
Карменян А. В. (см. Арутюнян В. М.) . . . . .	2	123
Касаманян Э. А., Гаспарян В. М., Варданян А. А. К теории электронного энергетического спектра квантованных тонких пленок . . . . .	2	107
Касаманян Э. А., Мовсисян С. М., Гаспарян В. М. Энергетический спектр дефектов в одномерной периодической системе . . . . .	3	185
Касаманян Э. А. (см. Юзбашян Э. С.) . . . . .	4	247
Косаков И. Х. (см. Авакян Р. О.) . . . . .	1	50
Косаков И. Х. (см. Авакян Р. О.) . . . . .	3	161
Корхмазян Н. А. (см. Геворкян Л. А.) . . . . .	4	235
Кочарян А. К. (см. Григорян А. М.) . . . . .	5	322
Кринчик Г. С. (см. Ерицян О. С.) . . . . .	6	444
Левонян Л. В., Труни К. Г. К вопросу дифракции рентгеновского излучения с конечной длительностью пуга в совершенных кристаллах . . . . .	4	253
Малоян А. Г. (см. Захарянц А. Г.) . . . . .	6	414
Манвелян М. О. (см. Ахумян А. А.) . . . . .	1	43
Манвелян Ю. С. (см. Егиазарян Г. А.) . . . . .	5	359
Манвелян Ю. С. (см. Егиазарян Г. А.) . . . . .	6	434
Мануцян Г. Г. Влияние облучения быстрыми нейтронами на вольт-амперную характеристику силовых $p$ - $n$ -переходов . . . . .	5	355
Мануцян Г. Г., Абрамян Р. М. Распределение электрофизических параметров монокристаллов кремния большого диаметра, облученных разными дозами быстрых нейтронов . . . . .	6	419
Марикиян Г. А. (см. Вардумян Д. Т.) . . . . .	5	350
Маркарян Г. Е. (см. Арутюнян В. Н.) . . . . .	3	172
Мартirosян Р. М. (см. Ахумян А. А.) . . . . .	1	43
Маруцян Г. О. (см. Авакян Р. О.) . . . . .	1	50
Марьян Б. В. (см. Поландов А. Г.) . . . . .	3	223
Матевосян К. А. (см. Вардумян Д. Т.) . . . . .	5	350
Меликов Г. И. (см. Арутюнян В. Н.) . . . . .	3	172
Меликсетян В. А. (см. Паносян Ж. П.) . . . . .	2	138
Меликян А. О. (см. Жазарян Э. М.) . . . . .	3	180
Меликян М. А. (см. Адамян В. Е.) . . . . .	4	286
Минасян Г. Р. (см. Алиханова Л. А.) . . . . .	5	317
Минасян Г. Р. (см. Жазарян Э. М.) . . . . .	3	180
Мирзаханян А. А., Петросян А. К. Угловая зависимость междублетного ЭПР-спектра ионов с $S = 3/2$ . $I \geq 1/2$ в сильном аксиальном кристаллическом поле . . . . .	6	425
Мирзоян В. К. (см. Навасардян М. А.) . . . . .	4	265
Мирзоян В. К. (см. Навасардян М. А.) . . . . .	6	425
Мирзоян Р. М. (см. Авакян Р. О.) . . . . .	1	50
Митоян С. В. Некоторые соображения о составе разных потоков космических адронов на высотах гор . . . . .	3	166

<i>Мнацаканян Г. А.</i> (см. Егизарян Г. А.) . . . . .	3	206
<i>Мовсисян С. М.</i> (см. Касаманян Э. А.) . . . . .	3	185
<i>Мурадян А. Ж.</i> (см. Арутюнян В. М.) . . . . .	2	87
<i>Мурадян А. Ж.</i> (см. Арутюнян В. М.) . . . . .	2	123
<i>Мурыгин В. И.</i> (см. Егизарян Г. А.) . . . . .	5	359
<i>Мурыгин В. И.</i> (см. Егизарян Г. А.) . . . . .	6	434
<i>Навасардян М. А., Мирзоян В. К., Арутюнян В. В.</i> Влияние неоднородностей веществ на характер и интенсивность рентгенинтерферометрической картины . . . . .	4	265
<i>Навасардян М. А., Назарян Ю. Р., Мирзоян В. К.</i> Модуляция дифрагиро- ванного рентгеновского излучения в низкочастотном диапазоне с целью передачи сигналов . . . . .	6	425
<i>Назарян Ю. Р.</i> (см. Навасардян М. А.) . . . . .	6	425
<i>Нерсисян Я. Д.</i> (см. Арутюнян В. Н.) . . . . .	3	172
<i>Николосян С. К.</i> (см. Амадуни К. М.) . . . . .	2	134
<i>Новиков Л. С.</i> (см. Поландов А. Г.) . . . . .	3	223
<i>Оганесян А. А.</i> (см. Авакян Р. О.) . . . . .	1	50
<i>Оганесян А. В.</i> (см. Казарян Р. А.) . . . . .	1	61
<i>Оганесян Р. С., Арутюнян С. В.</i> Малые колебания вложенной газовой среды в гравитационном поле цилиндрической симметрии . . . . .	2	119
<i>Огурцов С. В.</i> (см. Галстян Г. Т.) . . . . .	5	369
<i>Паносян Ж. П., Меликсетян В. А.</i> Влияние пространственной дисперсии на спектры экситонного отражения кристаллов $CdTe$ . . . . .	2	138
<i>Пасоян О. И.</i> (см. Арутюнян В. Н.) . . . . .	3	172
<i>Петрашкун М.</i> (см. Арутюнян В. Н.) . . . . .	3	172
<i>Петрович М.</i> (см. Арутюнян В. Н.) . . . . .	3	172
<i>Петросян А. К.</i> (см. Мирзаханян А. А.) . . . . .	6	407
<i>Петросян Ж. В.</i> (см. Авакян Р. О.) . . . . .	1	50
<i>Петросян Ж. В.</i> (см. Авакян Р. О.) . . . . .	3	161
<i>Петросян М. Ш.</i> (см. Аветисян В. М.) . . . . .	2	127
<i>Погосов В. С.</i> (см. Арутюнян В. Н.) . . . . .	3	172
<i>Погосян Н. Г.</i> (см. Ахумян А. А.) . . . . .	1	43
<i>Погосян Я. М., Геворкян С. Д.</i> Исследование магнитной микроструктуры пле- нок в случае нелинейной ряби намагниченности . . . . .	3	199
<i>Поландов А. Г., Марьян Б. В., Новиков Л. С., Трегубкин Э. А.</i> Денсито- метрический метод измерения удельных потерь энергии тяжелых за- ряженных частиц при малых энергиях . . . . .	3	223
<i>Прокопьев Е. П.</i> (см. Захарянц А. Г.) . . . . .	6	414
<i>Саакян В. А.</i> (см. Амадуни К. М.) . . . . .	2	134
<i>Самуэлян А. А., Аветисян А. А., Шароян Э. Г.</i> Исследование взаимодей- ствия поликристаллического фталоцианина меди с молекулярным йодом . . . . .	3	212
<i>Саркисян А. С.</i> (см. Егизарян Г. А.) . . . . .	4	280
<i>Сафарян Ф. П.</i> К теории безызлучательной релаксации энергии электронно- го возбуждения в примесных кристаллах . . . . .	1	16
<i>Симмон В.</i> (см. Арутюнян В. Н.) . . . . .	3	172
<i>Симонян К. Х.</i> Асимптотическое поведение квазиэнергетических уровней . . . . .	1	10
<i>Сирунян А. М.</i> (см. Авакян Р. О.) . . . . .	3	161
<i>Тароян С. П.</i> (см. Авакян Р. О.) . . . . .	1	50
<i>Торикян Л. Г.</i> О теплоемкости упорядоченного диэлектрика при прохожде- нии через него интенсивной ультразвуковой волны . . . . .	5	331
<i>Трегубкин Э. А.</i> (см. Поландов А. Г.) . . . . .	3	223
<i>Труни К. Г., Варданян Д. М.</i> Функция Римана дифракции рентгеновских волновых пакетов по Брэггу для клинообразного кристалла . . . . .	6	403
<i>Труни К. Г.</i> (см. Левонян Л. В.) . . . . .	4	253

Унанян О. А. (см. Гюнашян К. С.) . . . . .	5	336
Ханонкин А. А. (см. Залян З. Ф.) . . . . .	4	290
Хачатрян А. А. О распространении звука через узкозонные полупроводящие пленки в поле сильной электромагнитной волны . . . . .	2	115
Хачатрян А. А. О распространении ультразвука через полупроводящие пленки в квантующем электрическом поле . . . . .	3	220
Хачатрян Г. Н., Шахназарян Ю. Г. Поляризационные эффекты в инклюзивном процессе $e^+e^- \rightarrow VX$ в модели партонов . . . . .	5	305
Хуршудян М. А. (см. Аветисян В. М.) . . . . .	2	127
Чилингарян Ю. С. (см. Аветисян В. М.) . . . . .	2	127
Шабоян С. А., Григорян А. Г. Спектральная чувствительность телевизионной системы для визуализации рентгеновских дифракционных топографических картин . . . . .	4	294
Шабоян С. А., Бахшецян А. Г., Долмазян С. Г. Влияние тепловых условий выращивания на совершенство кристаллической структуры бездислокационного кремния . . . . .	2	144
Шароян Э. Г. (см. Самуэлян А. А.) . . . . .	3	212
Шатиев С. А. (см. Арутюнян В. Н.) . . . . .	3	172
Шахназарян Ю. Г. (см. Хачатрян Г. Н.) . . . . .	5	305
Эйрамджян Ф. О. (см. Дрмеян Г. Р.) . . . . .	1	54
Элбакян Г. М. (см. Авакян Р. О.) . . . . .	1	50
Элбакян С. С. (см. Ацагорцян К. З.) . . . . .	6	395
Юзбашян Э. С., Касаманян З. А. К теории отражения медленных электронов от тонкой кристаллической структуры . . . . .	4	247
Ян Ши (см. Варданян Л. А.) . . . . .	6	383

## СОДЕРЖАНИЕ

Л. А. Варданын, Г. М. Гарибян, Ян Ши. Исследование краевого эффекта в пластине с учетом поглощения . . . . .	383
К. Э. Ацагорцян, С. С. Элбакян. Потери энергии заряженной релятивистской частицы в плазме, находящейся в поле сильной электромагнитной волны круговой поляризации . . . . .	395
К. Г. Труни, Д. М. Варданын. Функция Римана дифракции рентгеновских волновых пакетов по Брэггу для клинообразного кристалла . . . . .	403
А. А. Мирзаханян, А. К. Петросян. Угловая зависимость междублетного ЭПР-спектра ионов с $S = 3/2$ , $I \geq 1/2$ в сильном аксиальном кристаллическом поле . . . . .	407
А. Г. Захаряну, А. Г. Малоян, Е. П. Прокопьев. Аннигиляция позитронов в области $p$ - $n$ -перехода в Si . . . . .	414
Г. Г. Манукян, Р. М. Абрамян. Распределение электрофизических параметров монокристаллов кремния большого диаметра, облученных разными дозами быстрых нейтронов . . . . .	419
М. А. Навасардян, Ю. Р. Назарян, В. К. Мирзоян. Модуляция дифрагированного рентгеновского излучения в низкочастотном диапазоне с целью передачи сигналов . . . . .	425
С. А. Адамян, П. А. Безиригян, Е. Г. Заргарян. Влияние электростатического поля на дефектную структуру синтетического кварца . . . . .	429
Г. А. Егиазарян, М. С. Бархударян, Ю. С. Манвелян, В. И. Мурыгин. Магнитодиоды с полярным магнитодиодным эффектом . . . . .	434
А. Л. Александровский, Л. М. Казарян. Исследование доменной структуры нيوبата бария—лития . . . . .	440

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О. С. Ерицян, Г. С. Кринчик. Магнитная восприимчивость на оптических частотах . . . . .	444
---	-----

Բ Ո Վ Ա Ն Գ Ա Կ Ո Ի Թ Յ Ո Ի Ն

Լ. Ա. Վարդանյան, Գ. Մ. Ղարիբյան, Յան Շի. Եզրային էֆեկտի հետազոտումը թի- թեզում կլանման հաշվառմամբ . . . . .	393
Ք. Զ. Հացագործյան, Ս. Ս. Էլրակյան. Լիցքավորված ուլտրատիվի մասնիկի էներ- գիայի կորուստները շրջանային բևեռացման ուժեղ էլեկտրամագնիսական դաշ- տում գտնվող պլազմայում . . . . .	395
Կ. Գ. Թրանի, Գ. Մ. Վարդանյան. Բրեզի երկրաչափությամբ սեպածև բյուրեղում ունե- ցնելու ալիքային փաթեթների դիֆրակցիայի Ռիմանի ֆունկցիան . . . . .	403
Ա. Ա. Միրզախանյան, Ա. Կ. Պետրոսյան. $S = 3/2$ , $I \geq 1/2$ սպիններով իոնների միջ- դուրիտային էՊՆ-սպեկտրի անկյունային կախումը ուժեղ արտիալ բյուրեղական դաշտում . . . . .	407
Ա. Գ. Զախարյանց, Ա. Հ. Մալոյան, Ե. Պ. Պրոկոպյև. Պողիտրոնների անհիբրյացիան Si-ի p-n-անցման տիրույթում . . . . .	411
Գ. Գ. Մանուկյան, Ռ. Մ. Աբրահամյան. Արագ նեյտրոնների տարրեր դողաներով ճա- ռագայթված մեծ տրամագծով սիլիցիումի միարյուրեղների էլեկտրաֆիզիկական պարամետրերի բաշխվածությունը . . . . .	419
Մ. Ա. Նավասարդյան, Յու. Հ. Նազարյան, Վ. Ղ. Միրզոյան. Դիֆրակցված ունեցնելու ճառագայթի մոդուլացումը և նրա միջոցով ցածր հաճախության աղղանշանների հաղորդման իրականացումը . . . . .	425
Ս. Հ. Աղայան, Պ. Հ. Բեգիրգանյան, Ե. Գ. Զարգարյան. Էլեկտրաստատիկ դաշտի ազ- դեցությունը կվարցյա թիթեզում առկա թերույթյունների վրա . . . . .	429
Գ. Ա. Նիդազարյան, Մ. Ս. Բաբխուդարյան, Յու. Ս. Մանվելյան, Վ. Ի. Մուրիգին. Բևե- ռային մագնիսադիտոյային էֆեկտով մագնիսադիտոյներ . . . . .	434
Ա. Լ. Ալեխանդրովսկի, Լ. Մ. Ղազարյան. Բարիում-լիթիում նիոբատի դոմենների կա- ուուցվածքի հետազոտությունը . . . . .	440

Համառոտ Եզրորդումներ

Հ. Ս. Երիցյան, Գ. Ս. Կրիչիկ. Մագնիսական թափանցելիությունը օսյտիկական հաճա- խություններում . . . . .	444
--	-----

