# ՅԽՍՅ ԳԱ Տեղեկագիր

# 

#### ԽՄԲԱԳԲԱԿԱՆ ԿՈԼԵԳԻԱ

6. 5. Ամատունի, Վ. Մ. Հաrությունյան (պատասխանատու խըմթադրի ահղակալ), Հ. Հ. Վարդապետյան, Գ. Մ. Ղարիթյան (պատասխանատու խմբագիր), Ռ. Մ. Մարտրոսյան, Ա. Ռ. Մկրույան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Է. Գ. Շարոյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սանտկյան, Ա. Գ. Մխիթարյան (պատասխանաոստ բարտուղար)

#### РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Аматуни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Р. М. Мартиросян, А. Р. Мкртчян, М. Е. Мовсесяя, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян (заместитель ответственного редактора), А. Г. Мхитарян (ответственный секретарь)

DORA DOOD BASE

- 20 .

. . . .

Изв. АН АрмССР, Физика О Издательство АН Армянской ССР

.

1.1.5

#### УДК 539.172.3

# РАСЧЕТ ЭКСПЕРИМЕНТА ТИПА *G* И *H* ПО ФОТОРОЖДЕНИЮ п°-МЕЗОНОВ НА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНАХ

#### А. Л. ГОЛЕНДУХИН, И. И. ДАНИЛЕНКО, А. П. КАЗАРЯН, Ж. В. МАНУКЯН, А. М. СИРУНЯН

#### Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 15 марта 1989 г.)

Описана методика измерения поляризационных параметров G и H, проведен расчет Монте-Карло дважды поляризационного эксперимента по фоторождению  $\pi^{0-}$ мезонов в интервале энергий  $E_7 = 0.9 - 1.5$  ГэВ и углов  $\theta_{\pi^0}^* = 110^0 - 130^0$  в с. g. м. На основе полученных результатов даны оценки выхода реакции  $\pi^0$ -фоторождения.

Интерес к исследованиям процессов одиночного фоторождения пионов на нуклонах в энергетической области возбуждения нуклонных резонансов вызван тем, что их изучение позволяет на основе феноменологических анализов получить информацию об электромагнитных константах связи  $\gamma NN^*$ , рассчитываемых в рамках кварковой модели [1].

Отсутствие стройного теоретического описания адронных взаимодействий в данной энергетической области приводит к необходимости систематических экспериментальных исследований. При этом наиболее информативны данные поляризационных экспериментов, которые более чувствительны к вкладам резонансов с малыми константами связи. Для однозначного восстановления амплитуд процессов  $\gamma N \rightarrow \pi N$  без привлечения модельных представлений необходимо провести измерения определенного набора экспериментальных величин, объединенных понятием «полного опыта» [2]. Однако к настоящему времени эта программа далека от завершения, что вызвано в основном экспериментальными трудностями.

Проводящиеся на Ереванском синхротроне, начиная с 1970-х годов, исследования по фоторождению пионов на нуклонах позволили наконить достаточно обширную информацию по сечению процесса  $d\sigma/d\Omega$  и отдельным поляризационным параметрам ( $\Sigma$ , P, T) [3]. Следующим важным шагом на пути выполнения программы «полного опыта» является проведение дважды поляризационных экспериментов типа «пучок-мишень» на созданной в ЕрФИ установке СПИН с целью измерения новых наблюдаемых G и H.

В настоящей работе описана методика проведения эксперимен тов типа G и H по фоторождению  $\pi^0$ -мезонов на поляризованных протонах, выполнен расчет методом Монте-Карло дважды поляризационного эксперимента в интервале энергий  $E_7 = 0,9 - 1,5$  ГэВ для углов вылета  $\pi^0$ -мезона в с. ц. м.  $\theta_{\pi^0}^* = 110^0 - 130^0$  и приводится оценка ожидаемого выхода реакции в планируемом эксперименте.

# 1. Эксперимент типа G и H

Дифференциальное сечение реакции фоторождения одиночного пиона линейно-поляризованными фотонами имеет следующий вид [4]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} [1 - P_T \sum \cos 2\Phi + P_y (P_T P \cos 2\Phi - T) + (P_x G - P_x H) P_T \sin 2\Phi], \qquad (1)$$

где  $\frac{d \sigma_0}{q \Omega}$  — дифференциальное сечение реакции с неполяризованными частицами;  $P_{\tau}$  — степень поляризации  $\tau$ -пучка;  $P_{t}(P_{x}, P_{y}, P_{z})$  вектор поляризации протонов мишени;  $\Phi$  — угол между электрическим<sub>4</sub> вектором фотонов и плоскостью реакции (рис. 1);  $\Sigma$ , T, P, G и



Рис. 1. Система координат и расположение катушек установки СПИН относительно у-пучка: є — электрический вектор фотонов; Р<sub>1</sub> — вектор поляризации протонов мищени.

Н-поляризационные наблюдаемые.

Если использовать линейно-поляризованный  $\gamma$  - пучок с  $\Phi = \pm 45^{\circ}$  и поляризованную протонную мишень (ППМ) с вектором поляризации протонов в горизонтальной плоскости реакции (т. е.  $P_y = 0$ ), то сечение запишется в виде:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} [1 \pm P_{\gamma} (P_z G - P_x H)].$$
(2)

Геометрические размеры катушек сверхпроводящей магнитной системы установки СПИН ограничивают апертуры кинематических углов рождения вторичных частиц, в связи с чем исключается возможность измерений «чистых» *Н*-параметров, а измерения «чистых» *G*-параметров можно провести лишь для отдельных кинематических точек. Для обеспечения намерений *G* и *H*-параметров в широком кинематическом интервале необходимо проведение измерений при двух различных углах  $\Theta_1$  и  $\Theta_2$  ( $\Theta_{1,2}$ — угол между направлениями вектора поляризации протонов и пучка первичных фотонов). Если экспериментальные выходы реакции при угле  $\Theta_1$  обозначить  $C_1^{\mp 45}$ , а при  $\theta_2 - C_2^{\mp 45}$ , то используя выражение (2) можно получить [5]:

$$G = \frac{1}{P_{\gamma} P_{t} \sin(\theta_{2} - \theta_{1})} \left[ \frac{C_{1}^{45} - C_{1}^{-45}}{C_{1}^{45} + C_{1}^{-45}} \sin\theta_{2} - \frac{C_{2}^{15} - C_{2}^{-45}}{C_{2}^{45} + C_{2}^{-45}} \sin\theta_{1} \right],$$
  

$$H = \frac{1}{P_{\gamma} P_{t} \sin(\theta_{2} - \theta_{1})} \left[ \frac{C_{1}^{45} - C_{1}^{-45}}{C_{1}^{45} + C_{1}^{-45}} \cos\theta_{2} - \frac{C_{2}^{45} - C_{2}^{-45}}{C_{2}^{45} + C_{2}^{-45}} \cos\theta_{1} \right], \quad (3)$$

В планируемом эксперименте по фоторождению  $\pi^{\circ}$ -мезонов ( $\Sigma P \rightarrow P\Pi^{\circ}$ ) протоны будут регистрироваться магнитным спектрометром [6] в совпадении с одним распадным  $\gamma$ -квантом от  $\pi^{\circ}$ -мезона, детектируемым черенковским счетчиком полного поглощения [7]. Измерения будут проводить-



ся на поляризованной протонной мишени с горизонтальным направлением магнитного поля (установка СПИН). Магнитное поле напряженностью H = 2,7 Тл обеспечивается парой катушек, размещенных вертикально в криостате <sup>4</sup>Не. Свободный зазор между катушками равен 60 мм, что обеспечивает следующие угловые апертуры ( $\alpha = 18^\circ$ —угол доступа между катушками и  $\beta = 86^\circ$ — осевая апертура). Как показано в работе [5], при

5.

проведении эксперимента типа  $G \mapsto H$  возникают определенные трудности, связанные с рождением вторичных частиц в сильном магнитном поле ППМ. С целью уменьшения влияния магнитного поля на выходы регистрируемых частиц предусматривается использовать установку СПИН в режиме «замороженных» спинов, что позволит после накачки поляризации значительно понизить рабочую напряженность поля мишени вплоть до  $H = 0.5 T_{\lambda}$ .

# Моделнрование дважды поляризационного эксперимента методом Монте-Карло. Результаты расчетов

Для моделирования эксперимента типа G и H методом Монте-Карло нами была изменена программа, описанная в [8], с учетом методической опецифики эксперимента и конструкции магнитной системы СПИН. В схеме расчета учитывались размеры рабочего вещества мишени, топография магнитного поля ППМ, геометрия регистрирующей аппаратуры и ее разрешение. Алгоритм программы приведен на рис. 2. Головной программный модуль МОТ задает исходные данные двухчастичной реакции, на основе которых проводится расчет основной кинематики (импульсы и углы вторичных частиц —  $P_p$ ,  $P_{\pi^0}$ ,  $\theta_{\pi^0}$ ).

Далее управление передается подпрограмме JANE, которая организует расчет магнитного поля поляризованной мишени в произвольной точке пространства (подпрограммы MAGNET, FIELD), и трассирование протона отдачи с составляющими импульса ( $P_x$ ,  $P_y$ ,  $P_z$ ) через поле CMC (подпрограммы INTSTP, TRACT) [9]. Изменения в этой части программы относятся в основном к вычислениям составляющих магнитного поля установки СПИН в конфигурации эксперимента G и H. При этом в схему расчета введен блок, с помощью которого возможно осуществить поворот аксиальной оси магнитной системы на заданный угол  $\theta_{1,2}$  относительно направления  $\gamma$ -пучка. В результате работы подпрограммы JANE рассчитываются траектории частиц методом Рунге-Кутта и определяются их параметры на выходе из магнитного поля. По конечным точкам траектории ( $X_{n-1}$ ,  $Y_{n-1}$ ,  $Z_{n-1}$ ) и ( $X_n$ ,  $Y_n$ ,  $Z_n$ ) рассчитываются угловые смещения ( $\varphi_1 - \varphi_0$ ) и ( $\theta_1 - \theta_0$ ) в вертикальной и горизонтальной плоскостях:

$$tg \varphi_{1} = \frac{Y_{n} - Y_{n-1}}{Z_{n} - Z_{n-1}},$$
  
$$tg \theta_{1} = \frac{X_{n} - X_{n-1}}{Z_{n} - Z_{n-1}},$$
 (4)

15

где  $\phi_0$ ,  $\theta_0$  — начальные углы вылета протона из мишени.

Наличие магнитного поля установки СПИН вызывает отклонение протонов от горизонтальной плоскости, поэтому в магнитном спектрометре регистрируются лишь те частицы, чьи вертикальные компоненты углов достигают определенной величины. В этой связи с помощью подпрограммы JANE нами предварительно проводились расчеты траекторий частиц с заданным импульсом  $P_0$  с начальными углами  $\theta_0$ ,  $\varphi_0$  и определялись азимутальные углы  $\varphi_1$  на выходе из области магнитного поля [5]. Далее, для

средней траектории из условия попадания в окно спектрометра с  $\varphi_1 = 0$ , определялся азимутальный угол  $\overline{\varphi}_0$  рождения протона. Этот угол вводился в качестве поправки к расчетному для каждого разыгрываемого события, равному отношению вертикальной и горизонтальной составляющих импульса:

$$\varphi_0' = \overline{\varphi_0} + \operatorname{arctg}\left(\frac{P_{y_i}}{P_{z_i}}\right).$$
(5)

Как нами было показано в работе [8], отклонение траекторий в вертикальном направлении приводит к тому, что при расположении центра мишени на оптической оси магнитного спектрометра его светосила уменьшается, и возникает необходимость вертикального смещения мишени вверх. В этой связи в программу введено следующее дополнение. Вместо вертикального смещения центра мишени, что привело бы к искажению реального хола траектории частиц при трассировании в магнитном поле ППМ, выполняется перенос конечной точки траектории на величину ( $\Delta Y$ ):

$$X = X_{\alpha},$$
  

$$\overline{Y} = Y_n + \Delta Y,$$
  

$$Z = Z_n.$$
(6)

Величины смещения  $\Delta Y$  рассчитывались нами заранее для различных кинематических условий. После расчета средней кинематики для каждого *i*-го события при помощи случайных величин разыгрывались: a) координаты точки рождения в мишени ( $X_i$ ,  $Y_i$ ,  $Z_i$ ); б) энергия налетающих фотонов  $E_{\tau_i}$  (подпрограмма EGAM); в) углы рождения протона в СШМ  $\vartheta_{P_i}^*, \varphi_{P_i}^*$  (подпрограмма ANGLE). Далее рассчитывались составляющие импульса протона в  $\Lambda$ . С. с учетом поправки на азимутальный угол,

щие импульса протона в Л.С. с учетом поправки на азимутальный угол, выполнялись трассировка протона в магнитном поле установки СПИН и смещение конечной точки траектории на выходе из поля. После трассировки протона выходные параметры траектории переводились в систему координат, связанную с оптической осью магнитного спектрометра и вызываемой подпрограммой MAGESP, рассчитывалось прохождение частицы в магнитном спектрометре. В случае регистрации протона управление передается подпрограмме DECAY и проверяется условие попадания одного из распадных γ-квантов  $\pi^\circ$ -мезона в «окно» черенковского спектрометра. Подробно описание этой подпрограммы дано в работе [10]. Зарегистрированные в обоих спектрометрах события записывались как полезные и передавались в счетчик-накопитель программы. После накопления заданного количества событий выполнялось обращение к подпрограмме гистограммирования (HISTO).

На рис. З представлены результаты расчета Монте-Карло в эксперименте типа G и H реакции  $\gamma \ P \rightarrow P\Pi^0$  при  $E \gamma = 1,5 \ \Gamma_9 B \ u\theta_{\pi^0}^* = 110^{\circ}$ , где приведены гистограммы энергии налетающих фотонов ( $E_{\gamma}$ ), азимутального угла зарегистрированных в магнитном спектрометре протонов ( $\varphi_0$ ) и энергии  $\pi^0$ -мезонов ( $E_{\pi^0}$ ). На основе расчетных данных Монте-Карло проведены исследования влияния магнитного поля установки СПИН на светосилу спектрометров, регистрирующих вторичные частицы, в зависимости от вертикального смещения мишени ( $\Delta Y$ ). Результаты при среднем импульсе P = 1,4 Г $_{\partial}$ В/с представлены на рис. 4, где точки соответствуют расчетам в случае регистрации только магнитным спектрометром, а крестики — совпадений между магнитным и черенковским спектрометрами. Данные нормированы на светосилы спектрометров, когда поле установки СПИН выключено



Рис. 3. Гистограммы расчета кинематических параметров в эксперименте типа G и H.

(H = 0). Расчеты выполнены для поля H = 2,7 Тл. Максимумы кривых приходят на значение  $\Delta Y = 2$  см, при котором наблюдается увеличение светосилы в случае регистрации лишь магнитным спектрометром в 1,5 раза, а в случае регистрации совпадений (P— $\gamma$ ) в 2,4 раза по сравнению с вариантом без смещения мишени.

# 3. Экспериментальная методика и оценка ожидаемого выхода реакции

Обобщая полученные результаты, рассмотрим методику измерений экспериментальных выходов, необходимых для выделения G и Hпараметров. Для каждой выбранной кинематики предполагается проводить измеренкя в следующей последовательности. Аппендикс мишени заполняется жидким водородом и в соответствии с комбинацией ориентаций кристалла алмаза и угла поворота ППМ проводятся 4 измерения ( $C_{H_1}^{45}$ ,  $C_{H_2}^{45}$ ,  $C_{H_2}^{-45}$ ). Затем аппендикс заполнятся рабочим веществом (этиленгликоль с парамагнитными добавками) и проводятся измерения 8 величин, отличающихся комбинацией векторов поляризации протонов и фотонов, а также аксиальных углов ППМ  $C_{1+}^{45}, C_{2+}^{45}, C_{2+}^{-45}, C_{1-}^{45}, C_{2-}^{45}, C_{2-}^{-45}$ ). Измерения при смене знака поляризации протонов позволяют избавиться от вклада в экспериментальные выходы вклада Т-асимметрии [5]. Затем 2 измерения проводятся при "нарушенной" кинематике для получения фонового вклада от процессов множественного рождения пионов, вызванных высокоэнергетической частью фотонного спектра.



Рис. 4. Зависимость светосилы установки от вертикального смещения мишени: точки — при регистрации магнитным спектрометром; крестики — в случае совпадений (Р—у).

Используя данные расчетов по Монте-Карло, а также известные значения дифференциальных сечений исследуемой реакции, можно оценить ожидаемое число событий. Выражение, связывающее экспериментальный выход с дифференциальным сечением ,напишем в виде:

$$C = f \int \left(\frac{dn}{dE_{\gamma}}\right) N_p \frac{d\sigma}{d\Omega^*} (E_{\gamma}, \theta_{\pi}^*) W(E_{\gamma}, \theta_{\pi}^*) d\Omega^* dE_{\gamma}, \qquad (7)$$

где  $\left(\frac{dn}{dE_{\tau}}\right)E_{\tau}$ ,  $\theta_{\pi}^{*}dE_{\tau}$  – число налетающих фотонов в энергетичес-

ком интервале  $E_{\gamma}$ ,  $E_{\gamma} + dE_{\gamma}$ ;  $N_p - число$  протоков на 1 см<sup>2</sup> мишени;  $d\sigma/d\Omega^* - дирференциальное сечение реакции в с. ц. м.; <math>W(E_{\gamma}, \theta_{\pi}^*)$ вероятность регистрации; f - общий поправочный коэффициент.

Пренебрегая функциональной зависимостью слабо меняющихся величин, которые можно вынести из—под знака интеграла, взяв их при средних значениях  $\vec{E}_{\gamma}$  и  $\vec{\theta}_{\pi}^*$ , получим для выхода исследуемого процесса:

$$C = \int N_p N_{\gamma} \frac{d\sigma}{d\,\Omega^*} \cdot J, \tag{8}$$

где интеграл  $\int = \int W(E_{\gamma}, \theta_{\pi}) d\Omega^* dE_{\gamma}$ , задающий величину эффективности регистрации, определяется из расчетов эксперимента методом Монте-Карло. При помощи (8) были рассчитаны выходы планируемого эксперимента в случае интенсивности пучка фотонов  $\sim 10^9$  эф кв/с. В предполагаемой кинематической области исследований  $E_{\gamma} = 0.9 - 1.5 \Gamma$ эВ и  $\theta_{\pi 0}^* = 110^9 - 130^9$  получены величины порядка 50 - 80 соб/час., что приемлемо для выполнения на ускорителе эксперимента по измерению G и H – наблюдаемых в реакции  $\gamma P \rightarrow P \pi^9$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Copley L. A., Karl G., Obryk E. Nucl. Phys., B13, 303 (1969)
- 2. Barker I. S., Donnachie A., Storrow J. K. Preprint DL/P 212 1975.
- 3. Сирунян А. М. Препринт ЕФИ-1083 (46)-88. 1988.
- 4. Worden R. P. Nucl Phys., B37, 253 (1972).
- 5. Голендухин А. Л. и др. ВАНТ, серия: Техника физического эксперимента, 1986, вып. 4 (30), 12.
- 6. Abrahamian L. O. et. al. Phys. Lett., 38B, 544 (1972).
- 7. Абрамян Л. О. н др. ЯФ, 18, 817 (1973).

1. 11. 11. 11.

10

- 8. Вартапетян Г. А. и др. Препринт ЕФИ-576 (63)-82, 1982.
- 9. Казарян А. П. н др. Препринт ЕФИ-49 (34)-81, 1981.

10. Голендухин А. Л. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 20, 301 (1985).

1 A . C.

and the state in the second

# բԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ՊՐՈՏՈՆՆԵՐԻ ՎՐԱ π°- ՄԵԶՈՆՆԵՐԻ ՖՈՏՈԾՆՄԱՆ G և Η ՏԻՊԻ ԳԻՏԱՓՈՐՁԻ ՀԱՇՎԱՐԿԸ

Ա. Լ. ԳՈԼԵՆԳՈՒԽԻՆ, Ի. Ի. ԳԱՆԻԼԵՆԿՈ, Հ. Պ. ՂԱՉԱՐՑԱՆ, Ժ. Վ. ՄԱՆՈՒԿՑԱՆ, Ա. Մ. ՍԻՐՈՒՆՑԱՆ

<sup>b</sup>կարագրված է G և H ракладзіми պարամետրերի չափման մենեոդիկան, բերվում է  $\pi^0$ մեղոնների Դոտոծնման կրկնակի բևնռացված գիտափորձի Մոնտե-Կարլո աշվարկը  $E_{\gamma} = 0,9-.$ 1,5 9-64 և  $\theta_{\pi^0}^* = 1100 - 130^0$  անկյունների դնպքում։ Ստացված ավյալների հիման վրա տրրվոմ է  $\pi^0$ -հրառծնչան ռեակցիայի ելթի գնահատականը։

# CALCULATION OF "G" AND "H" EXPERIMENT ON #<sup>0</sup>-MESON PHOTOPRODUCTION FROM POLARIZED PROTONS A. L. GOLENDUKHIN, I. I. DANILENKO, H. 'P. KAZARYAN, ZH. V. MANUKYAN, A. M. SIRUNYAN

The technique for measurement of G and H parameters is described and Monte-Carlo calculations of double polarization experiment on  $\pi^0$ -meson photoproduction is carried out for energy region  $E_{\gamma} = 0.9$ -1.5 GeV and pion angles  $\theta_{\pi^0}^* = 110^{0}$ -1300 in he CMS. On the basis of obtained results the  $\pi^0$  photoproduction reaction yields are estimated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 1, 11-17 (1990)

in the state of the second state

УДК 537.874.6

· Anton

# О ЗОНАХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ИЗЛУЧАЮЩИХ РАСКРЫВОВ

#### Г. Г. ТРИБУНЯН

#### (Поступила в редакцию 20 марта 1989 г.)

Исследованы фазовые искажения *n*-ого порядка при определении поля излучающих систем в любой точке пространства в рамках теории дифракции Кирхгофа. Определены пространственные границы *n*-ой зоны поля излучения в зависимости от расстояния от излучающего раскрыва до точки наблюдения и от направления в точку наблюдения при различных максимальных фазовых искажениях. Найдены предельные положения пространственных границ *n*-ой зоны электромагнитного поля излучающих систем при стремлении степени фазовых искажений к бесконечности. Оцене́н объем пространства, занимаего *n*-ой зоной.

Фазовые искажения *п*-ого порядка при определении поля излучающих систем в любой точке пространства исследованы мало. Подробнее исследованы линейные, квадратичные и кубические фазовые искажения в зависимости от расстояния до точки наблюдения и лишь для дальней зоны и зоны Френеля [1, 2, 3]. Очень мало исследованы фазовые ошибки в зависимости от направления в точку наблюдения [4, 5]. В настоящей работе на основании теории дифракции Кирхгофа исследованы фазовые критерии зон электромагнитного поля излучающих систем.

В теории дифракции Кирхгофа электромагнитное поле излучающих систем в пространстве определяется посредством формулы Гюйгенса— Кирхгофа [3]

 $E_Q = A \int_{S} E_s \frac{e^{-lkr_s}}{\tilde{r}_s} ds, \qquad (1)$ 

and the second a second of the second provided in the second second second

# CALCULATION OF "G" AND "H" EXPERIMENT ON #<sup>0</sup>-MESON PHOTOPRODUCTION FROM POLARIZED PROTONS A. L. GOLENDUKHIN, I. I. DANILENKO, H. 'P. KAZARYAN, ZH. V. MANUKYAN, A. M. SIRUNYAN

The technique for measurement of G and H parameters is described and Monte-Carlo calculations of double polarization experiment on  $\pi^0$ -meson photoproduction is carried out for energy region  $E_{\gamma} = 0.9$ -1.5 GeV and pion angles  $\theta_{\pi^0}^* = 110^{0}$ -1300 in he CMS. On the basis of obtained results the  $\pi^0$  photoproduction reaction yields are estimated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 1, 11-17 (1990)

in the state of the second state

УДК 537.874.6

· Anton

# О ЗОНАХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ИЗЛУЧАЮЩИХ РАСКРЫВОВ

#### Г. Г. ТРИБУНЯН

#### (Поступила в редакцию 20 марта 1989 г.)

Исследованы фазовые искажения *n*-ого порядка при определении поля излучающих систем в любой точке пространства в рамках теории дифракции Кирхгофа. Определены пространственные границы *n*-ой зоны поля излучения в зависимости от расстояния от излучающего раскрыва до точки наблюдения и от направления в точку наблюдения при различных максимальных фазовых искажениях. Найдены предельные положения пространственных границ *n*-ой зоны электромагнитного поля излучающих систем при стремлении степени фазовых искажений к бесконечности. Оцене́н объем пространства, занимаего *n*-ой зоной.

Фазовые искажения *п*-ого порядка при определении поля излучающих систем в любой точке пространства исследованы мало. Подробнее исследованы линейные, квадратичные и кубические фазовые искажения в зависимости от расстояния до точки наблюдения и лишь для дальней зоны и зоны Френеля [1, 2, 3]. Очень мало исследованы фазовые ошибки в зависимости от направления в точку наблюдения [4, 5]. В настоящей работе на основании теории дифракции Кирхгофа исследованы фазовые критерии зон электромагнитного поля излучающих систем.

В теории дифракции Кирхгофа электромагнитное поле излучающих систем в пространстве определяется посредством формулы Гюйгенса— Кирхгофа [3]

 $E_Q = A \int_{S} E_s \frac{e^{-lkr_s}}{\tilde{r}_s} ds, \qquad (1)$ 

and the second a second of the second provided in the second second second

тде  $A = \frac{i\cos^2\frac{\vartheta}{2}}{\lambda} \begin{cases} \cos\varphi \\ \sin\varphi \end{cases}$  — медленно меняющаяся функция угловых координат  $\vartheta$  и  $\varphi$ ,  $\lambda$  — длина волны,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  — волновое число,  $r_s$  — расстояние от отдельных источников излучающей системы до точки наблюдения Q,  $E_s$  — распределение поля в раскрыве излучающей системы, s — раскрыв излучающей системы<sup>1</sup> (рис. 1).

Расстояние от отдельного источника излучающего раскрыва до точки наблюдения в сферической системе координат представляется в виде

$$r_s = \sqrt{r^2 - 2\rho_s r \sin \theta \cos (\varphi - \varphi_s) + \rho_s^2}$$

В приближении Кирхгофа, полагая,что линейные размеры излучающего раскржва малы по сравнению с расстоянием r от центра координат до точки наблюдения Q, т. е.  $\frac{\varphi_s}{r} \ll 1$ , приближенно представим расстояние  $r_s$  в виде степенного ряда:



Рис. 1. О зонах электромагнитного поля излучающихся раскрывов.

$$r_{s} = r - \rho_{s} \sin \vartheta \cos (\varphi - \varphi_{s}) - \frac{\rho_{s}^{2}}{2r} [\sin^{2} \vartheta \cos^{2} (\varphi - \varphi_{s}) - 1] - \frac{\rho_{s}^{3}}{2r^{2}} \sin \vartheta \cos (\varphi - \varphi_{s}) [\sin^{2} \vartheta \cos^{2} (\varphi - \varphi_{s}) - 1] - \frac{\rho_{s}^{4}}{8r^{3}} [5 \sin^{4} \vartheta \cos^{4} (\varphi - \varphi_{s}) - 6 \sin^{2} \vartheta \cos^{2} (\varphi - \varphi_{s}) + 1] - \frac{\rho_{s}^{4}}{8r^{3}} [5 \sin^{4} \vartheta \cos^{4} (\varphi - \varphi_{s}) - 6 \sin^{2} \vartheta \cos^{2} (\varphi - \varphi_{s}) + 1] - \frac{\rho_{s}^{4}}{8r^{3}} [5 \sin^{4} \vartheta \cos^{4} (\varphi - \varphi_{s}) - 6 \sin^{2} \vartheta \cos^{2} (\varphi - \varphi_{s}) + 1] - \frac{\rho_{s}^{4}}{8r^{3}} [5 \sin^{4} \vartheta \cos^{4} (\varphi - \varphi_{s}) - 6 \sin^{2} \vartheta \cos^{2} (\varphi - \varphi_{s}) + 1] - \frac{\rho_{s}^{4}}{8r^{3}} [5 \sin^{4} \vartheta \cos^{4} (\varphi - \varphi_{s}) - 6 \sin^{2} \vartheta \cos^{2} (\varphi - \varphi_{s}) + 1] - \frac{\rho_{s}^{4}}{8r^{3}} [5 \sin^{4} \vartheta \cos^{4} (\varphi - \varphi_{s}) - 6 \sin^{2} \vartheta \cos^{2} (\varphi - \varphi_{s}) + 1] - \frac{\rho_{s}^{4}}{8r^{3}} [5 \sin^{4} \vartheta \cos^{4} (\varphi - \varphi_{s}) - 6 \sin^{2} \vartheta \cos^{2} (\varphi - \varphi_{s}) + 1] - \frac{\rho_{s}^{4}}{8r^{3}} [5 \sin^{4} \vartheta \cos^{4} (\varphi - \varphi_{s}) - 6 \sin^{2} \vartheta \cos^{2} (\varphi - \varphi_{s}) + 1] - \frac{\rho_{s}^{4}}{8r^{3}} [5 \sin^{4} \vartheta \cos^{4} (\varphi - \varphi_{s}) - 6 \sin^{2} \vartheta \cos^{2} (\varphi - \varphi_{s}) + 1] - \frac{\rho_{s}^{4}}{8r^{3}} [5 \sin^{4} \vartheta \cos^{4} (\varphi - \varphi_{s}) - 6 \sin^{2} \vartheta \cos^{2} (\varphi - \varphi_{s}) + 1] - \frac{\rho_{s}^{4}}{8r^{3}} [5 \sin^{4} \vartheta \cos^{4} (\varphi - \varphi_{s}) - 6 \sin^{2} \vartheta \cos^{2} (\varphi - \varphi_{s}) + 1] - \frac{\rho_{s}^{4}}{8r^{3}} [5 \sin^{4} \vartheta \cos^{4} (\varphi - \varphi_{s}) - 6 \sin^{2} \vartheta \cos^{2} (\varphi - \varphi_{s}) + 1] - \frac{\rho_{s}^{4}}{8r^{3}} [5 \sin^{4} \vartheta \cos^{4} (\varphi - \varphi_{s}) - 6 \sin^{2} \vartheta \cos^{2} (\varphi - \varphi_{s}) + 1] - \frac{\rho_{s}^{4}}{8r^{3}} [5 \sin^{4} \vartheta \cos^{4} (\varphi - \varphi_{s}) - 6 \sin^{2} \vartheta \cos^{2} (\varphi - \varphi_{s}) + 1] - \frac{\rho_{s}^{4}}{8r^{3}} [5 \sin^{4} \vartheta \cos^{4} (\varphi - \varphi_{s}) - 6 \sin^{2} \vartheta \cos^{2} (\varphi - \varphi_{s}) + 1] - \frac{\rho_{s}^{4}}{8r^{3}} [5 \sin^{4} \vartheta \cos^{4} (\varphi - \varphi_{s}) - 6 \sin^{2} \vartheta \cos^{2} (\varphi - \varphi_{s}) + 1] - \frac{\rho_{s}^{4}}{8r^{3}} [5 \sin^{4} \vartheta \cos^{4} (\varphi - \varphi_{s}) - 6 \sin^{2} \vartheta \cos^{2} (\varphi - \varphi_{s}) + 1] - \frac{\rho_{s}^{4}}{8r^{3}} [5 \sin^{4} \vartheta \cos^{4} (\varphi - \varphi_{s}) - 6 \sin^{2} \vartheta \cos^{2} (\varphi - \varphi_{s}) + 1] - \frac{\rho_{s}^{4}}{8r^{3}} [5 \sin^{4} \vartheta \cos^{4} (\varphi - \varphi_{s}) - 6 \sin^{2} \vartheta \cos^{2} (\varphi - \varphi_{s}) + 1] - \frac{\rho_{s}^{4}}{8r^{3}} [5 \sin^{4} \vartheta \cos^{4} (\varphi - \varphi_{s}) - 6 \sin^{2} \vartheta \cos^{2} (\varphi - \varphi_{s}) + 1] - \frac{\rho_{s}^{4}}{8r^{3}} [5 \cos^{4} (\varphi - \varphi_{s}) - 6 \sin^{2} (\varphi - \varphi_{s}) + 1] - \frac{\rho_{s}^{4}}{8r^{3}} [5 \cos^{4} (\varphi - \varphi_{s}) - 6 \sin^{2} (\varphi - \varphi_{s}) + 1] -$$

1) В данной работе, не ограничивая общности, принято, что раскрыв излучающей системы плоский и круглый с днаметром D. Если раскрыв излучающей системы плоский и прямоугольный, то в качестве днаметра D следует брать  $D = \sqrt{D_1^2 + D_2^2}$ где  $D_1$  н  $D_2$ -линейные размеры плоского излучающего прямоугольного раскрыва.

$$-\frac{\varphi_s^2}{8 r^i} \sin \vartheta \cos (\varphi - \varphi_s) [7 \sin^i \vartheta \cos^i (\varphi - \varphi_s) - 10 \sin^2 \vartheta \cos^2 (\varphi - \varphi_s) + 3] - \cdots$$
(2)

Пространственные границы *n*-ой зоны в зависимости от расстояния излучающего раскрыва до точки наблюдения и граничные значения углов определяем из условия, что в фазовом множителе или в показателе периодической функции  $e^{-lkr_s}$  в формуле (1) можно отбросить члены выше *n*-ой степени, которые должны быть малы не по сравнению с остающимися, а по сравнению с периодом  $2\pi$ , т. е. необходимо выполнение неравенства

$$|kr_s - kr_{sn}| \leqslant \frac{2\pi}{p}, \qquad (3)$$

в котором  $T_{sn}$  — приближенное расстояние от отдельных источников излучающего раскрыва до точки наблюдения, вычисленное с учетом в разложении (2) членов до *n*-ой степени включительно, а *p*—целое число, характеризующее максимальное фазовое искажение на краю излучающего раскрыва.

Полагая, что амплитуда поля является медленно меняющейся функцией координат, при разложении подынтегрального выражения (1) в предэкспоненциальном множителе можно отбросить величины малые по сравнению с r (r—расстояние от начала координат до точки наблюдения), что всегда выполняется в приближении Кирхгофа при интегрировании по раскрыву. Таким образом,  $r_s$  в знаменателе (1) можно всегда считать равным r для любых n.

Нижнюю границу первой зоны, в которой учитываются фазовые искажения только первой степени (т. е. в разложении (2) сохраняются только линейные члены) получим из условия (3)

$$|k r_s - k r_{s1}| = k |\sqrt{r^2 - 2\rho_s r \sin \vartheta \cos(\varphi - \varphi_s) + \rho_3^2} - [r - \rho_s \sin \vartheta \cos(\varphi - \varphi_s)]| \simeq k \frac{\rho_s^2}{2r} \leqslant \frac{2\pi}{p}.$$

Так как максимальное значение  $\rho_s$  равно половине диаметра излучающего раскрыва  $\frac{D}{2}$ , то при максимальных значениях sin  $\vartheta$  и cos  $(\varphi - \varphi_s)$ , равных единице, нижняя граница первой зоны определяется соотношением<sup>2</sup>)

$$r_1 = \frac{p D^2}{8\lambda} = \frac{D}{4} \cdot \frac{p D}{2\lambda} . \tag{4}$$

Аналотичным способом получим нижнюю границу любой *п*-ой зоны электромагнитного поля излучающего раскрыва в приближении Кирхго-Фа, в которой учитываются фазовые искажения *n*-ой степени включительно:

<sup>2</sup> В теорин излучающих систем выражением (4) определяется нижняя граница дальней зоны или зоны Фраунгофера.

$$r_{n} = \frac{D}{4} \sqrt[2n-1]{\frac{(2n-3)!! \, 2^{2n-2}}{(2n)!!} \cdot \frac{p \, D}{\lambda}}.$$
 (5)

Предельное значение пространственной границы n-ой зоны при  $n \to \infty$  равно

$$\lim_{n\to\infty}r_n=\frac{D}{2}.$$

На рис. 2 приведены графики границ семи зон электромагнитного поля излучающего круглого раскрыва для различных степеней фазо-



Рис. 2. О зонах электромагнитного поля излучающихся раскрывов.

1

вых искажений. Величина раскрыва выражаєтся в длинах волн, а расстояние от раскрыва—через диаметр излучающей апертуры, Там же показана нижняя граница *n*-ой зоны излучения при  $n \to \infty$ . При этом принималось, что p = 16, то есть, как видно из условия (3), допустимая максимальная фазовая ошибка не превосходит  $\frac{\pi}{8}$ . Граница между ближней зоной и зонами излучения, определяемая амплитудными критериями (т. е.  $\frac{r}{D} = 8\left(\frac{\lambda}{D}\right)$ ), взята из работы [1]. Как видно из рис. 2, первые 4 зоны занимают почти все пространство, где поле имеет излучающий характер.

Анализ приведенных на рис. 2 границ зон излучения показывает, что при изменении максимальной фазовой ошибки от  $\frac{\pi}{4}$  до  $\frac{\pi}{32}$  нижние границы зон излучения отодвигаются от излучающего раскрыва тем медленнее, чем выше максимальная фазовая ошибка. Самое существенное изменение наблюдается для нижних границ первой и второй зон. Так, при изменении максимальной фазовой ошибки от  $\frac{\pi}{4}$  до  $\frac{\pi}{32}$  нижняя граница первой зоны отодвигается от излучающего раскрыва более чем в 8 раз, а нижняя граница второй зоны—только в 2 раза.

В теории излучающих систем важно определить какую часть пространства от излучающего раскрыва до нижней границы первой (дальной) зоны занимает *п*-я зона. В таблице даны значения этих частей (в процентах) которые занимают первые 3 зоны (от 2-ой до 4-ой), а также сумар-

ная доля всех остальных зон до  $n \rightarrow \infty$  для  $\frac{D}{\lambda} = 1000$ , 100 и 10 при мак-

симальных фазовых искажениях равных  $\frac{\pi}{8}$  (p = 16). Из таблицы видно,

что наибольшая доля (более чем 94%) приходится на 2-ю зону, где преобладают фазовые искажения толькой второй и третьей степени. Все остальные зоны, вместе взятые, занимают не более 5,5%.

Границы *п*-ой зоны поля излучающего раскрыва в зависимости от направления в точку наблюдения (т. е. угловые границы *n*-ой зоны) найдем из условия (3), учитывая в разложении (2) только линейные и квадратичные члены sin  $\vartheta$  и sin<sup>2</sup>  $\vartheta$  при максимальном значении cos ( $\varphi - \varphi_s$ ).

Согласно условию (3), в котором учитываются только линейные и квадратичные меридиональные фазовые искажения, угловые границы первой зоны определяются соотношениями:

$$k \frac{\rho_s^3}{2 r_1^2} \sin \vartheta_1^{(1)} \leqslant \frac{2 \pi}{p}, \qquad \qquad k \frac{\rho_s^2}{2 r_1} \sin^2 \vartheta_2^{(1)} \leqslant \frac{2 \pi}{p}.$$

Так как максимальное значение  $\rho_s = \frac{D}{2}$ , то угловые границы первой зоны излучающего раскрыва определяются соответственно выражениями<sup>3</sup>

$$\sin \vartheta_1^{(1)} = \frac{2^4 \lambda r_1^2}{p D^3} \qquad (6a) \qquad \qquad \sin \vartheta_2^{(1)} = \frac{2}{D} \sqrt{\frac{2 \lambda r_1}{p}}. \qquad (66)$$

3) Выражение (ба) при p = 32 и  $D = \sqrt{D_1^2 + D_2^2}$  впервые получено А. Р. Вольпертом в работе [4] для прямоугольного излучающего раскрыва, а выражение (бб) для круглого излучающего раскрыва приведено в работе [5] с учётом радиальных фазовых искажений. Аналогичным образом получим угловые границы любой *n*-ой зоны электромагнитного поля излучающего раскрыва в приближении дифракционной теории Кирхгофа, учитывающий только линейные или квадратичные меридиональные фазовые искажения *n*-ой степени включительно:

$$\sin \vartheta_1^{(n)} = \frac{(2n) !! 2^{2n-1} r_n^{2n} \lambda}{(2n-1) !! D^{2n+1} p},$$
$$\sin \vartheta_2^{(n)} = \left(\frac{2r_n}{D}\right)^n \sqrt{\frac{(2n+2)!! (n-1)!}{(2n-1)!! (n+1)!}} \frac{\lambda}{2pr_n}$$

Предельные значения угловых границ n-ой зоны при  $n \to \infty$  равны

$$\lim_{n\to\infty}\sin\vartheta_1^{(n)} = \lim_{n\to\infty}\sin\vartheta_2^{(n)} = 0.$$

При вычислении пределов для  $\sin \vartheta_1^{(n)}$ и  $\sin \vartheta_2^{(n)}$  было использовано выражение (5) для  $r_n$ .

Нижние угловые границы зон электромагнитного поля в зависимости от расстояния до излучающего раскрыва в долях его диаметра при  $\frac{D}{\lambda} = 1000$ , 100 и 10 для квадратичных меридианальных фазовых искажений, соответствующих p = 8, 16, 32 и 64, изображены на рис. 3.



Рис. 3. О зонах электромагнитного поля излучающихся раскрывов.

Полученные результаты позволяют определить разумно необходимую степень учитываемых фазовых искажений для конкретных задач (в том числе при исследовании задач фокусирования излучающих систем на конечном расстоянии), а в экспериментальных исследованиях позволяют учесть степень фазовых искажений в той области пространства, где проводятся измерения параметров излучающих систем.

- Справочник по радиолокации. Пер. с англ. под ред. Дудника П. И. Том 2. Изд. Советское радио. М., 1977.
- Сканирующие антенные системы СВЧ. Пер. с англ. под ред. Маркова Г. Т., Чаплина А. Ф. Том 1. Изд. Советское радно. М. 1966.
- 3. Фрадин А. З. Антенны сверхвысоких частот. Изд. Советское радно. М. 1957.
- 4. Вольперт А. Р. Антенны. Изд. Связь. Вып. 6, 79 (1969).
- Методы измерений параметров излучающих систем в ближней зоне. Отв. ред. Бахрах Л. Д. Изд. Наука. Л. 1985.

Таблица

номер зон (л) <u>D</u>	2	3	4	$\sum_{n=5}^{\infty} n$
1000	99,75	0,16	0,03	0,06
100	98,85	0,6	0,14	0,41
10	94,5	2,05	0,5	2,95
		and the second sec		

### ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՂ ԲԱՑՎԱԾՔՆԵՐԻ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԶՈՆԱՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

#### Գ. Գ. ՏՐԻԲՈՒՆՅԱՆ

Հետաղոտված են տարածության ցանկացած կետում ճառագայթող բացվածջների դաշտի п աստիճանի ֆաղային աղավաղումները Կիրխզոֆի դիֆրակցիոն տեսության սահմաններում։ Որոշված են ճառագայթվող դաշտի п-րդ ղոնայի տարածական եղերջները կախված ճառաղայթող բացվածջից մինչև դիտակետը եղած հեռավորությունից և ուղվածությունից՝ ղանադան մաջսիմալ ֆաղային աղավաղումների դեպջում։ Գտնված է ճառագայթող սիստեմների էլեկտրամագնիտական դաշտի п-րդ ղոնայի տարածական եղերջի սահմանը, երբ ֆաղային աղավաղումների աստիճանը ձգտում է անսահմանության։ Գնահատված է п-րդ ղոնայի ղբաղեցրած տարածության ծավալը.

ON THE REGIONS OF ELECTROMAGNETIC FIELD OF RADIATIVE APERTURES

#### G. G. TRIBUNYAN

Phase distortions of the n-th order are investigated at the determination of the field of radiative system at any point of space in the framework of Kirchhoff theory of diffraction. Space boundaries of the n-th region of radiation field are determined in terms of the distance from the radiative aperture to the observation point and of the direction to the observation point at different maximum phase distortions. Positions of space boundaries of the n-th electromagnetic field region of the radiating systems are found when the phase distortion degree tends to infinity. The volume of space occupied by the n-th region is evaluated.

17

1 ......

#### УДК 537.582.4:621.375.8

# НЕЛИНЕЙНЫЕ КИЛЬВАТЕРНЫЕ ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ С ПОДВИЖНЫМИ ИОНАМИ

# А. Ц. АМАТУНИ, Э. В. СЕХПОСЯН, С. С. ЭЛБАКЯН

#### Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 20 июня 1989 г.)

Решена задача нелинейного взаимодействия электронного сгустка с холодной плазмой с подвижными ионами. Получены выражения для кильватерных полей и максимальных импульсов электронов и ионов плазмы для разных значений у-фактора сгустка. Выведены условия у-зависимости указанных величин в условиях подвижности ионов.

#### 1. Постановка задачи и основные уравнения

Нелинейные эффекты при генерации кильватерных волн в плазме релятивистским сгустком электронов (или заряженной плоскостью) рассматривались в ряде работ [1-10] (см. также обзор [11]), в предположении неподвижных ионов плазмы. В них была найдена, в частности, при выполнении условия  $n_b/n_{eo} \leq 1/2$  зависимость напряженности кильватерной волны от  $\gamma$ -фактора сгустка или от фактора  $(1-2n_b/n_{eo})^{-1/2}$  (где  $n_b$ ,  $n_{eo}$  соответственно плотность электронов сгустка и равновесная плотность электронов плазмы), что намного увеличивало напряженность кильватерных полей по сравнению с линейным случаем ( $n_b \ll n_{eo}$ ). Однако учет движения ионов плазмы может ввести определенные уточнения условий, при которых были получены указанные результаты. в связи с чем в настоящей работе мы рассматриваем задачу взаимодействия одномерного (бесконечные поперечные размеры по x и y) релятивистского сгустка электронов с холодной плазмой с подвижными гонами.

Рассмотрим продольные стационарные поля  $(E_x(z) = E_y(z) = 0, E_z(z) \equiv E(z) \neq 0, z = z - v_{\phi} t, v_{\phi} - \phi$ азовая скорость, z - продоль $ная координата), внутри и вне сгустка с заданной плотностью <math>n_b$  электронов, которые полагаются движущимися с постоянной скоростью  $v_o = v_{\phi} (\beta = v_{\phi}/c, \gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2})$  через квазинейтральную плазму с равновесной плотностью электронов  $n_{co}$  и ионов  $n_{lo} (n_{co} = Z n_{lo}, Z - заряд иона).$ 

В такой постановке, в гидродинамическом рассмотрении задача описывается системой уравнений движения для *z*-компонент безразмерных импульсов  $\rho_e = p_{ez}/mc$ ,  $\rho_i = p_{iz}/Mc$  электронов и ионов плазмы

1

 $(m, M - массы электронов и ионов) с плотностями <math>n_{e}(z)$  и  $n_{i}(z)$ 

$$\frac{d}{dz}\left(\beta \,\rho_e - \sqrt{1+\rho_e^2}\right) = \frac{e\,E}{m\,c^2}\,,$$

$$\frac{d}{dz}(\beta \rho_l - \sqrt{1 + \rho_l^2}) = -\frac{ZeE}{Mc^2},$$

и соответствующими уравнениями непрерывности

$$\frac{d}{d\tilde{z}}n_{e}(v_{e}-v_{\phi})=0, \qquad \frac{d}{d\tilde{z}}n_{l}(v_{l}-v_{\phi})=0, \qquad (2)$$

где  $v_e$ ,  $v_i$  — соответственно скорости электронов и ионов плазмы. Поле внутри сгустка определяется из уравнения Пуассона

$$\frac{dE}{d\tilde{z}} = 4 \pi e \left( Zn_i(\tilde{z}) - n_e(\tilde{z}) - n_b \right). \tag{3}$$

В области за сгустком кильватерные поля определяются из (3) при  $n_b = 0$ .

#### 2. Поля и импульсы в области занятой сгустком

Приведем решение выписанных выше уравнений для области внутри сгустка толщиной  $d(0 \le z \le d)$ . Мы предполагаем непрерывность поля E, импульсов  $\rho_e$ ,  $\rho_i$  и плотностей электронов и ионов плазмы  $n_e$  и  $n_i$  на фронте сгустка z = d. Поскольку перед сгустком возмущения плазмы отсутствуют, то граничные условия имеют вид E(d) = 0,  $\rho_e(d) = 0$ ,  $\rho_l(d) = 0$ ,  $n_e(d) = n_{eo}$ ,  $n_l(d) = n_{lo}$ .

Система уравнений (1) — (3) с учетом граничных условий сводится к следующему уравнению для безразмерных импульсов

$$\frac{d^{2^{i}}}{d\tilde{z}^{2^{i}}}(\beta\rho_{e}-\sqrt{1+\rho_{e}^{2}})=$$

$$= \frac{\omega_{p}^{2}}{c^{2}} \left\{ \frac{\beta \sqrt{1+\rho_{i}^{2}}}{\beta \sqrt{1+\rho_{i}^{2}}-\rho_{i}} - \frac{\beta \sqrt{1+\rho_{e}^{2}}}{\beta \sqrt{1+\rho_{e}^{2}}-\rho_{e}} - \frac{n_{b}}{n_{eo}} \right\},$$
(4)

где  $\omega_p^2 = 4 \pi n_{eo} e^2 / m$ ,  $n_{eo} = Z n_{io}$ , а  $\rho_e$  и  $\rho_i$  связаны соотношением

$$P_{t} = \frac{1}{1-\beta^{2}} \left[ \beta \left(1 + \frac{Zm}{M} \left(1 + \beta \rho_{e} - \sqrt{1+\rho_{e}^{2}}\right)\right) - \frac{1}{\left(1 + \frac{Zm}{M} \left(1 + \beta \rho_{e} - \sqrt{1+\rho_{e}^{2}}\right)\right)^{2} - \left(1 - \beta^{2}\right)} \right]$$
(5)

следующим из (1) и граничных условий.

A PROVE

1. 1. 1. 1. A.A.A.

(1)

Принимая во внимание (1) и интегрируя уравнение (4) один раз с учетом граничных условий получаем следующее выражение для поля  $E_b(z)$  внутри сгустка:

$$E_{\rho} = \frac{1}{2} \frac{m c \omega_{\rho}}{e} \left\{ -\frac{M}{Zm} \beta \rho_{l} - \beta \rho_{e} - \frac{n_{b}}{n_{eo}} \left(1 + \beta \rho_{e} \sqrt{1 + \rho_{e}^{2}}\right) \right\}^{1/2}$$
(6)

При  $M \rightarrow \infty$  из (5) и (6) имеем

$$E_b = \sqrt{2} \frac{m c \omega_p}{e} \left\{ \left( 1 - \frac{n_b}{n_{eo}} \right) \left( 1 - \sqrt{1 + \rho_e^2} \right) - \frac{n_b}{n_{eo}} \Im \rho_e \right\}^{1/2}$$
(7)

что совпадает с выражением для поля внутри сгустка при покоящихся ионах [5, 6].

Условие положительности подкоренного выражения в (6) приводит к следующему допустимому интервалу изменения импульсов электронов плазмы в области занятой сгустком:

$$\rho_e^o \leq \rho_e \leq 0,$$

$$p_{e}^{0} \simeq -\frac{2}{3} \frac{M}{Zm} \frac{\beta A}{a (1-\beta^{2})^{2}} \bigg\{ \sqrt{\frac{9}{2} \frac{Zm}{M} \frac{a^{2} (1-\beta^{2})^{4}}{A^{3}}} \bigg( 1+\frac{M}{Zm} \frac{(1-a^{2} \beta^{2})^{2}}{8 a^{2} A} \bigg) - \frac{3}{4} \frac{(1-a^{2} \beta^{2}) (1-\beta^{2})^{2}}{A^{2}} \bigg\},$$
(8)

где

$$a = \frac{n_b / n_{eo}}{1 - n_b / n_{eo}}, \qquad A = 4 \div 2 a^2 \beta^2 + a (1 + \beta^2).$$

Расмотрим случай

$$\frac{M}{Zm} \frac{(1-a^2\beta^2)^2}{8a^2A} \gg 1.$$
 (I)

Из (8) имеем

$$p_{e}^{a} \simeq -\frac{2 \, \alpha \, \beta}{1-a^{2} \, \beta^{2}} + \frac{Z \, m}{M} \frac{4 \, a^{3} \, \beta \, A}{(1-a^{2} \, \beta^{2})^{3}} \approx -\frac{2 \, \alpha \, \beta}{1-a^{2} \beta^{2}}, \qquad (9)$$

что совпадает с соответствующим выражением для  $p_{e}^{o}$  при покоящихся ионах. Условие (1) всегда выполнено при  $a \ll 1$   $\left(\frac{n_b}{n_{eo}} \ll 1\right)$ . В случае же  $n_b/n_{eo} \rightarrow 1/2$  ( $a \approx 1$ ) условие (1) означает  $\gamma < (M/64 Zm)^{1/4}$  при  $1 \ll \gamma^2 \ll \frac{n_b^2/n_{eo}^2}{1-2n_b/n_{eo}}$  или  $1/(1-2n_b/n_{eo})^{1/2} < (M/16 Zm)^{1/4}$  при  $1 \ll (n_b/n_{eo})^2/(1-2n_b/n_{eo}) \ll \gamma^2$ .

Таким образом, значения  $\rho_e^o$  в работах [5,6] при  $\alpha \sim 1$  справедлины лишь при приведенных ограничениях.

Интервал изменения импульсов  $\rho_l$  ионов плазмы при условии (l) определяется из (5) и (9)

$$0 \leqslant \rho_i \leqslant \rho_i^o, \qquad \qquad \rho_i^o \approx \frac{Zm}{M} \frac{2\,a\,\beta\,(1+a)}{1-a^2\,\beta^2} \ll 1, \qquad (10)$$

причем  $\rho_l = 0$  соответствует  $\rho_e = 0$  и  $\rho_l = \rho_l^o$  - значению  $\rho_e = \rho_e^o$ . Им. пульсы ионов малы при произвольных значениях a, тогда как электроны плазмы приобретают релятивистские импульсы, направленные против импульсов пучка при  $a \sim 1$ .

Максимальное значение поля внутри сгустка при условии (I) достигается при импульсах электронов  $\rho_e^m \approx -\alpha \beta / \sqrt{1-\alpha^2 \beta^2}$  и равно [4-6]

$$E_{b}^{max} \simeq \sqrt{2} \frac{m c \omega_{p}}{e} \left(1 - \frac{n_{b}}{n_{eo}}\right)^{1/2} \left\{1 - \sqrt{1 - a^{2} \beta^{2}}\right\}^{1/2}.$$
 (11)

В обратном случае

которое выполнимо лишь при  $a \sim 1$  и означает  $\gamma > (M/64 Zm)^{1/4}$ , для импульса  $\rho_e^{\alpha}$  из (8) следует

$$P_e^* = -\beta \sqrt{\frac{2}{A} \frac{M}{Z_m}} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{M}{Z_m}} \frac{(1 - a^2 \beta^2)}{2 a \sqrt{2} A} \right\}.$$
(12)

Электроны плазмы приобретают в этом случае значительные импульсы назад, т. к. отношение M/Zm принимает значение в интервале  $10^3-10^3$ . Импульсы же ионов плазмы всегда нерелятивистские и меняются в интервале вале

$$0 \leqslant \rho_l \leqslant \rho_l^o, \quad \rho_l^o \simeq (1 + \beta) \sqrt{\frac{2}{A} \frac{Z m}{M}} \ll 1.$$
 (13)

Плотности электронов и ионов плазмы определяются по формулам

$$n_r = \frac{n_{eo}\beta V \overline{1 + \rho_e^2}}{\beta V \overline{1 + \rho_e^2} - \rho_e}, \qquad n_l = \frac{n_{lo}\beta V \overline{1 + \rho_l^2}}{\beta V \overline{1 + \rho_l^2} - \rho_l}.$$
(14)

В области занятой сгустком при  $\rho_e$ ,  $\rho_l = 0$   $n_e = n_{eo}$ ,  $n_l = n_{lo}$ , а при  $\rho_e = \rho_e^o$  и  $\rho_l = \rho_l^o$  соответственно  $n_e = n_{eo}/2$ , а  $n_l \approx n_{lo}/(1 - \frac{\rho_{io}}{\beta})$  и вследствие малости  $\rho_l^o \ll 1$  в обоих случаях (I) и (II) плотность ионов незчачительно отличается от  $n_{lo}$ .

#### 3. Кнаьватерные поля

Зависимость величины импульсов  $\rho_e$ ,  $\rho_l$  от z или от расстояния от фронта сгустка можно определить (в неявном виде) проинтегрировае уравнение (4). Можно показать, что значения импульсов  $\rho_e^o$  и  $\rho_l^o$ , определяемые выражениями (8), (10), (13) приобретаются электронами и ионами плазмы, находящимися в хвостовой части сгустка длины  $d_0$ , которая в случае покоящихся (или тяжелых) ионов вычислена в работах  $[5,6]\left(d_0\approx 8\frac{v_0}{w_p}\gamma^2$  при  $a\approx 1$  и  $d_0\approx \frac{\pi V_0}{w_p}$  при  $a\ll 1\right)$ . Там. же получено общее выражение зависимости  $\rho_e$  от  $\tilde{z}$  в неявном

виде для случая покоящихся ионов. Вычислим поле кильватерной волны за сгустком длины  $d_c$  имей ввиду, что на задней ее границе  $\tilde{z} = 0 \ E_b (\rho_e^o) = 0 \ (\rho_e (o) = \rho_e^o, \rho_i (o) = 0^o)$ . Предполагая непрерывность поля E и импульсов  $\rho_e$ ,  $\rho_i$  на задней границе сгустка и положив  $n_b = 0$  в уравнении (4) получим после однократного интегрирования

$$E(\bar{z} \leqslant o) = \sqrt{2} \frac{m c \omega_{p}}{e} \left\{ \frac{M}{Z m} \beta \left( \rho_{i}^{o} - \rho_{i} \right) + \beta \left( \rho_{e}^{o} - \rho_{e} \right) \right\}^{1/2}, \quad (15)$$

где  $\rho_e^o$  дается выражением (8), а  $\rho_i^o$  определяется из соотношения (5) при  $\rho_e = \rho_e^o$ .

При выполнении условия (I)  $\rho_e^o$  и  $\rho_t^o$  даются выражениями (9) и (10) и кильватерное поле имеет вид

$$E \simeq \sqrt{2} \frac{m c \omega_p}{e} \left\{ \frac{2 a^2 \beta^2}{1 - a^2 \beta^2} - \beta \left[ \frac{M}{Z m} \rho_1 + \rho_e \right] \right\}^{1/2}$$
(16)

Максимальное ее значение при  $a \approx$ 

3.7

$$E^{max} \approx 2 \frac{m c \omega_p}{e} \beta \gamma \tag{17}$$

совпадает с результатом вычислений для покоящихся ионов при условии (I). Соответственно из (11) и (17) следует, что при том же условии коэффициент трансформации  $R = E^{max} / E_b^{max} \approx 2\beta\gamma$  при  $n_b/n_{eo} \approx 1/2$  ( $a \approx 1$ ).

В случае условия (II)  $\rho_e^o$  и  $\rho_t^o$  определяются формулами (12), (13), а кильватерное поле дается выражением

$$E \simeq \sqrt{2} \frac{m c \omega_{\rho}}{e} \left[ \beta \sqrt{\frac{2}{A} \frac{M}{Zm}} - \beta \left( \frac{M}{Zm} \rho_{l} + \rho_{e} \right) \right]^{1/2}, \quad (18)$$

$$E^{max} \approx \sqrt{2} \frac{m c \omega_{\rho}}{e} \left(\frac{2 \beta^2}{A} \frac{M}{Z m}\right)^{1/4}$$
(19)

Таким образом напряженность кильватерного поля за сгустком длины  $d_o$  при  $n_b/n_{eo} \sim 1/2 (a \approx 1)$  при больших энергиях  $\gamma > \left(\frac{M}{64 Zm}\right)^{1/4}$  (условие (II)) значительно превышает напряженность поля при  $n_b/n_{eo} \ll 1$  ранную по порядку величины  $E^{max} \approx \frac{m c w_p}{e} \frac{n_b}{n_{eo}}$  (линейное рассмотрение). При значениях же  $\gamma < (M/64 Zm)^{1/4} (a \approx 1)$  (условие (I)) максимальное значение напряженности кильватерного поля (17) также

больше напряженности поля пр.: линейном рассмотрении, т. к. отношение M Zm для тяжелых ионов при Z=1 может достигать значений ~ 10<sup>5</sup>.

Заметим, что в случае более коротких  $d < d_o$  сгустков зависимость кильватерного поля от  $\gamma$  слабее и ее максимальное значение несколько меньше приведенных выше.

Так, например, при выборе длины сгустка таким образом, когда на задней се границе  $\rho_e$  принимает значение  $\rho_e^m = -\alpha\beta/\sqrt{1-\alpha^2}\beta^2$ (сшивка на максимуме поля  $\mathcal{E}_b$  на задней границе сгустка) максимальное значение напряженности кильватерного поля равно при больших значениях M,

$$E^{max} \simeq \sqrt{2} \frac{m c \omega_p}{e} \gamma^{1/2}$$
 (20)

при условии на  $\gamma$  аналогичному условию (I) при  $n_b/n_{eo} \approx 1/2$ :  $\gamma < < (M/16 Zm)^{1.3}$ . Выяснение значений максимальной напряженности кильватерного поля при разных длинах сгустка требует численных расчетов, аналитические же вычисления зависимости кильватерного поля

*E* и маклимального импульса  $\varphi_e^m$  от *d* (или *z*) при  $M \to \infty$  проведены в работах [5,6].

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Amatuni A. Ts. et al. Preprint EPL-243 (36)-77, Yerevan. 1577.
- 2. Амотучи А. Ц., и др. Физика плазмы, 5, 85 (1979).
- 3. Ruth R. D., Chao A. W., Morton P. L, Wilson P. Particle Accelerators, vol 17, p. 171, 1985.
- 4. Аматуни А. Ц., Сехпосян Э. В., Элбакян С. С. Физика плазмы, 12, 1145 (1986).
- Amatuni A. Ts., Elbakian S. S., Sekhpossian E. V. Freprint EP1-935 (86)-86, Yerevan, 1986.
- Аматуни А. Ц., Сехпосян Э. В., Элбакян С. С. Труды XIII Международной конференции по ускорителям частиц высоких энергий, Новосибирск, Изд. Науха, 1987, т. 1, с. 175.
- 7. Rosenzweig J. B. Phys. Rev. Lett., vol. 88, 555 (1987).
- 8. Rosenzweig J. B. Phys. Rew., A. 38, 3534 (1988).

and an an an even that we have not been and the

9. Katsuleas T., Mori W. Phys. Rev. Lett., 61, 86 (1988).

a strange and the state

- 10., А. Ц. Аматуни, Э. В. Сехпосян, С. С. Элбакян. Препринт ЕФИ-1004 (54)-87. Еребан, 1987.
- 11. А. Ц. Аматуни к др. Развитие новых методов ускорения заряженных частиц в ЕрФИ, ЭЧАЯ, 1980, т. 20, вып. 5, стр. 1246. ОИЯИ, Дубна, 1989.

a second of the second of t a second of the second of the

the and the second s

1 .

is go in

1:23

# ՈՉ ԳԾԱՑԻՆ ԿԻԼՎԱՏԵՐԱՑԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐԸ ՇԱՐԺՈՒՆ ԻՈՆՆԵՐՈՎ ՊԼԱԶՄԱՑՈՒՄ

Ա. 8. ԱՄԱՏՈՒՆԻ, Ս. Ս. ԷԼԲԱԿՑԱՆ, Է. Վ. ՍԵՂԲՈՍՑԱՆ

Լուծված է շարժվող իռններով սառը պլազմայի և ռելյատիվիստիկ էլեկտրոնային փնջի փոխաղդեցության ոչ գծային խնդիրը։ Ստացված են արտահայտություններ կիլվատերային դաշտերի և պլազմայի էլեկտրոնների և իռնների իմպուլսների մեծությունների համար փնջի դ-ֆակտորի տարբեր արժեջների դեպջում։ Դուրս են բերված այդ մեծությունների դ-կախվածության պայմանները իռնների շարժման դեպջում։

# NONLINEAR WAKEFIELD WAVES IN PLASMA WITH MOBILE IONS

# A. TS. AMATUNI, E. V. SEKHPOSYAN, S. S. ELBAKYAN

The problem of nonlinear interaction of an electron bunch with cold plasma with mobile ions has been solved. Expressions for wake fields and maximum momenta of plasma electrons and ions were obtained for different values of the  $\gamma$ -factor of the bunch. The conditions for the  $\gamma$ -dependence of the variables in question are derived..., and the possibility of self-acceleration of some part of bunch electrons under the assumption of ions mobility is pointed out.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 1, 24-28 (1990)

#### УДК 537.534

# УСКОРЕНИЕ ДВИЖУЩИХСЯ АТОМОВ В ПОТОКЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

#### С. М. ДАРБИНЯН, К. А. ИСПИРЯН

#### Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 11 ноября 1988 г.)

Рассмотрено влияние начальной скорости атома на приобретенное им ускорение в процессе фотоэффекта. Показано, что учет начальной скорости приводит к ограничению энергии, до которой можно ускорять атомы в последующих друг за другом актах фотоэффекта, при их движении в потоке рентгеновского излучения. Оценены величины темпов ускорения, приобретенные предельные энергии и необходимые плотности потока излучения для различных энергий фотонов в случае ускорения атомов аргона.

В последнее время рассматривается возможность ускорения частиц (атомов) с помощью потока рентгеновского излучения [1, 2]. В отличие от метода [1], требующего еще не достигнутые высокой степени монохроматические пучки, в работе [2] была рассмотрена возможность ускорения атомов в потоке рентгеновского излучения с относительно широким спектром за счет импульса, передаваемого атому при фотоэффекте с внутренней оболочки. Ускорение атомов обусловлено тем, что в случае фотоэффекта рентгеновскими лучами учет релятивизма фотоэлектронов приводит к направленному распределению фотоэлектронов и, следовательно, атомы в среднем получают импульс по направлению падения рентгеновского излу-

# ՈՉ ԳԾԱՑԻՆ ԿԻԼՎԱՏԵՐԱՑԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐԸ ՇԱՐԺՈՒՆ ԻՈՆՆԵՐՈՎ ՊԼԱԶՄԱՑՈՒՄ

Ա. 8. ԱՄԱՏՈՒՆԻ, Ս. Ս. ԷԼԲԱԿՑԱՆ, Է. Վ. ՍԵՂԲՈՍՑԱՆ

Լուծված է շարժվող իռններով սառը պլազմայի և ռելյատիվիստիկ էլեկտրոնային փնջի փոխաղդեցության ոչ գծային խնդիրը։ Ստացված են արտահայտություններ կիլվատերային դաշտերի և պլազմայի էլեկտրոնների և իռնների իմպուլսների մեծությունների համար փնջի դ-ֆակտորի տարբեր արժեջների դեպջում։ Դուրս են բերված այդ մեծությունների դ-կախվածության պայմանները իռնների շարժման դեպջում։

# NONLINEAR WAKEFIELD WAVES IN PLASMA WITH MOBILE IONS

# A. TS. AMATUNI, E. V. SEKHPOSYAN, S. S. ELBAKYAN

The problem of nonlinear interaction of an electron bunch with cold plasma with mobile ions has been solved. Expressions for wake fields and maximum momenta of plasma electrons and ions were obtained for different values of the  $\gamma$ -factor of the bunch. The conditions for the  $\gamma$ -dependence of the variables in question are derived..., and the possibility of self-acceleration of some part of bunch electrons under the assumption of ions mobility is pointed out.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 1, 24-28 (1990)

#### УДК 537.534

# УСКОРЕНИЕ ДВИЖУЩИХСЯ АТОМОВ В ПОТОКЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

#### С. М. ДАРБИНЯН, К. А. ИСПИРЯН

#### Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 11 ноября 1988 г.)

Рассмотрено влияние начальной скорости атома на приобретенное им ускорение в процессе фотоэффекта. Показано, что учет начальной скорости приводит к ограничению энергии, до которой можно ускорять атомы в последующих друг за другом актах фотоэффекта, при их движении в потоке рентгеновского излучения. Оценены величины темпов ускорения, приобретенные предельные энергии и необходимые плотности потока излучения для различных энергий фотонов в случае ускорения атомов аргона.

В последнее время рассматривается возможность ускорения частиц (атомов) с помощью потока рентгеновского излучения [1, 2]. В отличие от метода [1], требующего еще не достигнутые высокой степени монохроматические пучки, в работе [2] была рассмотрена возможность ускорения атомов в потоке рентгеновского излучения с относительно широким спектром за счет импульса, передаваемого атому при фотоэффекте с внутренней оболочки. Ускорение атомов обусловлено тем, что в случае фотоэффекта рентгеновскими лучами учет релятивизма фотоэлектронов приводит к направленному распределению фотоэлектронов и, следовательно, атомы в среднем получают импульс по направлению падения рентгеновского излучения. Эти вопросы подробно рассмотрены в книге А. Зоммерфельда [3]. Однако в [3] процесс фотоэффекта рассмотрен, естественно, на покоящемся атоме, а в [2], исходя из того, что атомы приобретают нерелятивистские скорости, предполагалось, что в каждом последующем акте фотоэффекта атомы находятся в покое. В данной работе рассмотрено влияние первоначальной скорости атомов на приобретаемое ускорение и показано, что учет скорости атомов качественно меняет картину ускорения даже при нерелятивистских скоростях атомов, приводя к ограничению области энергии ускоряемых атомов.

Пусть в лабораторной системе на атом с импульсом  $P_1$  падает ренттеновский квант с энергией и импульсом  $\omega$ , k ( $\hbar = c = 1$ ). Предполагаем, что в системе покоя атома в процессе фотоэффекта атом получает в среднем импульс  $P_2 = \overline{\Delta p} k' / \omega$ , где  $\omega'$ , k' -энергия и импульс фотона в этой системе, а  $\Delta p = 1,6 E_k - 0,6 \omega$ , как и в [2],  $E_k -$ энергия ионизации K-оболочки атома. Проведя преобразования Лоренца соответствующих величин из системы покоя в лабораторную, получим следующую формулу для величины и направления изменения импульса атома  $\Delta P = P_2 - P_1$  в лабораторной системе

$$\Delta \mathbf{P} + \overline{\Delta p} \, \gamma \, \frac{\mathbf{k} \, \mathbf{n} - \beta \, \omega}{\omega - \beta \, \mathbf{k} \, \mathbf{n}} \, \mathbf{n} + \gamma \, \beta \, (E_2' - M_1) \, \mathbf{n} + \overline{\Delta p} \, \frac{\mathbf{k} - (\mathbf{k} \, \mathbf{n}) \, \mathbf{n}}{\gamma \, (\omega - \beta \, \mathbf{k} \, \mathbf{n})}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{n} = \mathbf{P}_1/P_1$ ,  $\beta = P_1/E_1$ ,  $M_1$  — скорость и масса атома до процесса фотоэффекта,  $\gamma = 1/\nu' \overline{1-\beta^2}$ ,  $E_2' = \sqrt{\overline{\Delta p^2} + M_2^2}$ ,  $E_2'$ ,  $M_2$  — энергия и масса атома после фотоэффекта.

В следующих двух частных случаях, соответствующих рассмотренным в [1] ситуациям, из (1) имеем:

1. Начальный атом и фотон движутся в одном направлении  $n = P_1/P_1 = k/\omega$ :

$$\Delta \mathbf{P} = \gamma [\overline{\Delta p} + \beta (E'_2 - M_1)] \mathbf{n} = \gamma (\overline{\Delta p} - \beta m) \mathbf{n}.$$
(2)

2. Импульсы начального атома и фотона направлены друг против друга  $\mathbf{n} = \mathbf{P}_1 / P_1 = -\mathbf{k} / \omega$ :

$$\Delta \mathbf{P} = \gamma \left[ -\overline{\Delta p} + \beta \left( E_2' - M_1 \right) \right] \mathbf{n} = -\gamma \left( \overline{\Delta p} + \beta m \right) \mathbf{n}. \tag{3}$$

Так как для реальных физически возможных случаев  $\Delta p \ll M_2$ , то в дальнейших вычислениях с хорошей точностью можно принять  $E_2 - M_1 \approx \overline{\Delta p^2}/2 M_2 + M_2 - M_1 \approx M_2 - M_1 = -m$  (*m* — масса электрона). Учет члена  $\Delta \overline{p^2}/2 M_2$  количественно мало меняет проведенные далее оценки, так как он входит в (2) и (3) с дополнительным малым множителем  $m/M_2$ . Формула (1) при  $\beta \to 0$  и  $\gamma \to 1$  переходит в  $\Delta \mathbf{P} = \overline{\Delta p} \mathbf{k}/\omega$ , что и было принято в [2]. Из формул (2) и (3) следует, что возможность ускорения атомов обусловлена членом  $\overline{\Delta p}$ , а член  $\beta m$ приводит к замедлению. В самом деле, при отсутствии первого члена (скажем при  $\overline{\Delta p} \ll \beta m$  в случае крайнего релятивизма, хотя в этом случае необходимо воспользоваться более точной формулой для угло-

вого распределения интенсивности фотоэлектронов [3,4]) имеем, соответственно,  $\Delta \mathbf{P} = -\gamma \beta m \mathbf{k}/\omega$  в первом случае и  $\Delta \mathbf{P} = \gamma \beta m \mathbf{k}/\omega$  во втором случае и в обоих случаях в процессе фотоэффекта атомы замедляются.

Из формул преобразования Лоренца для частоты имеем  $\omega' = \omega_{\gamma} (1-\beta)$  в первом и  $\omega' = \omega_{\gamma} (1+\beta)$  во втором случаях и, соответственно, формулы (2) и (3) для  $\Delta P$  примут вид:

$$\Delta \mathbf{P} = m \gamma \left( b - \beta - a \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}} \right) \mathbf{n} \qquad \text{ в случае 1,} \qquad (2')$$

$$\Delta \mathbf{P} = m \gamma \left(a \right) \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} - b - \beta n \qquad \text{ в случае 2,} \qquad (3')$$

где  $a = 0,6 \omega/m$ .  $b = 1,6 E_k/m$ . Учитывая, что в первом случае n = . $k/\omega$ , а во втором  $n = -k/\omega$ , то при  $\beta \to 0$  формулы (2) (3) и (2'), (3') переходят в  $\Delta P = \Delta p k/\omega$ , принятой в [2].

При заданных значениях  $\omega$  и  $E_k$  вопрос о том, имеет ли место ускорение, замедление или импульс не изменится зависит от того в каких областях значений 3 выражения в скобках формул (2') и (3') положительны, отрицательны или равны нулю. Поэтому для выяснения вопроса о возможности ускорения атомов необходимо найти области значений 3, в которых эти выражения положительны.

Рассмотрим случай 1. Из (2) видно, что для существования области ускорения необходимо выполнение условия b > a, а приобретаемые скорости должны быть  $\beta < b$ . Ускорение имеет место в интервале  $0 < \beta < \beta_{np}^{(1)}$ , где  $\beta_{np}^{(1)}$ -корень выражения в в скобках в (2) и представляет собой предельное значение  $\beta$  до которого можно ускорять атомы. Таким образом, картина ускорения в первом случае такова, что при b > a первоначально покоящиеся атомы в последующих друг за другом актах фотоэффекта в рентгеновском пучке ускоряются по направлению падения пучка, но как только скорость атомы замедляются. При малых  $a \ll 1$  и  $b \ll 1$  приближенное значение  $\beta_{np}^{(1)}$  равно  $\beta_{np}^{(1)} \approx b - a - a^2 + 2 a b$ .

Отметим, что  $\beta_{np}^{(1)}$  очень малая величина. Так как a < b или  $E_k < \omega < 2.7 E_k$  и, например, для аргона Z = 18,  $E_k = 3,203$  КэВ и при  $\omega \approx E_k$ имеем  $\beta_{np}^{(1)} = 0,006$ ,  $E_2^{\text{кин}} \sim 0,75$  МэВ.

Рассмотрим случай 2. Из (3') следует, что для существования области ускорения необходимо a > b или  $\omega > 2.7 E_k$ . В этом случае имеются две области 3, в которых возможны ускорения атомов  $0 < \beta < \beta_1$  и  $\beta_2 < 3 < 1$ . Приближенные значения  $\beta_1$  и  $\beta_2$  при малых a и b равны  $\beta_1 \approx a - b + a^2 - 2 a b$  и  $\beta_2 \approx 1 - 2 a^2$ . Так как величина  $a = 0.6 \omega/m$  Мала для частот, для которых сечение фотоэффекта  $\sigma_{\phi}$  превоскодит сечение рассеяния  $\sigma_p$ , то область  $\beta_2 < \beta < 1$  очень узкая и не представляет практического интереса. Следовательно, первоначально покоящиеся атомы в потоке рентгеновского излучения будут ускеряться.

- 1. + 1

против рентгеновского пучка до скоростей  $\beta_{np}^{(2)} = \beta_1$ . Величи ну  $\beta_{np}^{(2)}$  мож но увеличить с увеличением частоты, но при этом  $\sigma_{\Phi}$  сильно падает. В случае Ar имеем:  $\omega = 50$  КэВ,  $\beta_{np}^{(2)} \approx 0.052$ ,  $\gamma_{np} \approx 1.0014$ ;  $\omega = 100$  КэВ,  $\beta_{np}^{(2)} \approx 0.123$ ,  $\gamma_{np} \approx 1.0076$ ;  $\omega = 200$  КэВ,  $\beta_{np}^{(2)} \approx 0.316$ ,  $\gamma_{np} \approx 1.054$ ;  $\omega = 250$ КэВ,  $\beta_{np}^{(2)} \approx 0.5$ ,  $\gamma_{np} \approx 1.155$ .

Отметим, что во втором случае, как следует из (3'), при достаточно больших значениях параметра  $a > a_{\kappa p}$ , где

$$a_{k0}^{2} = -5,5 + 7b - b^{2} + 4(1,25 - b)^{3/2}$$
<sup>(4)</sup>

ускорение возможно во всей области  $0 < \beta < 1$ . Однако для этого требуются большие частоты  $\omega > \omega_{\kappa p} = (5/3) m a_{\kappa p}$ , для которых  $\sigma_{\phi}$  становится сравнимым или меньшим  $\sigma_{p}$ . В таблице приведены значения  $\omega_{\kappa p}$  для некоторых атомов и, пользуясь таблицами по сечениям гамма излучения [5], величины частоты  $\omega$ , при которых  $\sigma_{\phi}$  становится порядка  $\sigma_{p}$ . Из таблицы видно, что для легких и средних атомов  $\omega_{\kappa p} < \omega$ и ускорение возможно в интервале  $0 < \beta < \beta_{np}^{(2)}$ , а для тяжелых атомов ускорение возможно во всей области  $0 < \beta < 1$ .

Отметим также, что, вследствие зависимости ускорения в последующих друг за другом актах фотоэффекта от начальной скорости атома, темп ускорения не постоянен по всему пути взаимодействия атомов с потоком рентгеновского излучения и во всех случаях падает с ростом  $\beta$ . Для сравнения с оценками в [2], приведем усредненные значения соответствующих величин в случае ускоряемых атомов Ar.

Средние темпы ускорения ( $T = \Delta P f$ , при  $f = 1/\tau$ , гдс  $\tau$  — время жизни K-вакансии [6], f-максимально возможная частота актов фотоэффекта) в интервалах ускорения  $0 < \beta < \beta_{np}^{(1,2)}$  для случаев 1 и 2 при малых a и b соответственно равны

$$\overline{T}_1 \approx \frac{m}{2\tau} (b-a-ab), \qquad \overline{T}_2 \approx \frac{m}{2\tau} (a-b+ab).$$
(5)

При  $\omega \approx E_k$  и  $\omega = 50$  КэВ имеем  $\overline{T}_1 \approx 5,4$  ГэВ/м,  $\overline{T}_2 \approx 42$  ГэВ/м. При этом необходимые плотности мощности рентгеновского излучения ( $W = \omega/\tau \sigma_{\Phi}$ ), как и в [2], равны соответственно  $W_1 \sim 5 \cdot 10^{18} \, \text{Br}_1' \text{см}^2$  и  $W_2 \sim 2,7 \cdot 10^{23} \, \text{Br}/\text{сm}^2$ .

Средние значения коэффициентов использования энергии рентгеновского излучения ( $K = E_2^{\text{кин}}/\overline{n} \omega$ ,  $E_2^{\text{кин}}$ -кинетическая энергия атома после ускорения,  $\overline{n}$  среднее число провзаимодействовавших с атомом квантов) при ускорении покоящегося атома до предельных скоростей  $\beta_{\text{пр}}^{(1)}$  и  $\beta_{\text{пр}}^{(2)}$  при малых a, b в обоих случаях определяются формулой  $K_{1,2} = (m/4 \omega) (a - b)^2$  и равны, соответственно,  $K_1 \approx 0,16 \%$ ,  $E_2^{\text{кин}} \approx 0,75$  МэВ/ат и  $K_2 \approx 0,6 \%$ ,  $E_2^{\text{кин}} \approx 48$  МэВ/ат.

Не обсуждая трудности (подпитка) и возможные (лабораторные и астрофизические) реализации рассмотренного метода ускорения атомов

(см. [2]), в заключение этой краткой заметки хотелось бы еще раз отметить, что учет движения атомов сильно ограничивает возможности метода.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Tajima T., Cavenago M. Phys. Rev. Leit., 59, 1440 (1987).
- 2. Шагин А. В., Хижняк Н. А. Препринт ХФТИ 87-60, Москва ЦНИИ атомияформ. 1987. с. 1-6.
- 3. Зоммерфельд А. Строение атома и спектры, т. II, М.: Гостехиздат, 1956.
- 4. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. М.: Физмат: из. 1959.
- 5. Сторм Э., Исравль Х. Сечения взаимодействия гамма-излучения. М.: Атомиздат, 1973.
- 6. Блохин М. А., Швейцер И. Г. Рентгеноспектральный справочник. М.: Наука, 1982.

Таблица

Gu J W Pt Pb U Sn Fr Ar 74 78 92 29 50 53 82 Z 18 26 33,17 69,52 78.4 88 115,6 3,203 7,112 8,979 29,2 E (KaB) 250 450 500 500 650 250 ω (KaB) 120 150 70 300 353 367 382 426 295 260 265 268 w (KaB) 0<9<1  $0 < \beta < \beta_{m}^{(2)}$ 

# ՇԱՐԺՎՈՂ ԱՏՈՄՆԵՐԻ ԱՐԱԳԱՑՈՒՄԸ ՌԵՆՏԳԵՆԱՑԱՆ ՃԱՌԱԳԱՑԹՄԱՆ ՓՆՋԵՐՈՒՄ

#### Ս. Մ. ԴԱՐՔԻՆՑԱՆ, Կ. Ս. ԻՍՊԻՐՑԱՆ

Ρύυμριμίω է ատոմների սկղբնական արագության աղդեցությունը ֆոտոէֆեկտի ընթացբում նրանց ձեռջ բերած արագացման վրա։ 8ույց է տրված, որ սկղբնական արագության մաջվի առնելը բերում է ատոմի էներգիայի սահմանափակմանը, մինչև որը կարելի է արագացնել ռենտգենյան Հառագայթման փնջում շարժվող ատոմները իրար հետևող ֆոտոէֆեկտի ակտերի ժամանակ։ Դնահատված են արագացման տեմպը, առավելագույն ձեռջ բերվող էներգիան, ինչոկես նաև ռենտգենյան փնջերի անհրաժեշտ հղորության խտությունները ֆոտոնի էներգիայի տարբեր արժեջների համար արգոնի ատոմների արագացման դեպջում։

# ACCELERATION OF MOVING ATOMS IN X-RAY BEAMS

#### S. M. DARBINYAN, K. A. ISPIRYAN

The influence of the initial velocity of atoms on their acceleration in the process of photoeffect is considered. It is shown that the allowance for initial velocity of atoms leads to the restriction of energy up to which one can accelerate them. The acceleration rate, the maximum achievable energy as well as the necessary power density of various energy X-ray beams are estimated in case of the acceleration of argon atoms.

#### УДК 548.732

# МОДИФИЦИРОВАННАЯ ДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ДИФРАКЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В МЕТОДЕ СТОЯЧИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ВОЛН

#### А. В. ЕСАЯН

#### Ереванский физический институт

#### (Поступила в редакцию 24 марта 1989 г.)

На основания динамической теории дифрахция ренгтгеновских лучей в скользящей Брэгг-Лауэ геометрии теоретически исследованы особенности кривых дифракционного отражения и угловые зависимости интенсивности выхода вторичных излучений при наличии зеркального отражения от поверхности монокристалла. Построена модифицированная динамическая теория дифракции рентгеновских лучей, которая базируется на перенормировках параметров обычной динамической теории, найдены простые аналитические выражения для интенсивности дифрагированной волны, волновых полей в кристалле, а также для интенсивностей выхода фотоэлектронов с различных глубим.

#### 1. Введение

Сравнительно недавно для анализа структурного совершенства приповерхностных слоев монокристаллов, поверхность которых составляет небольшой угол скоса (~ 4°) по отношению к кристаллографическим плоскостям стала использоваться скользящая схема Брэгг-Лауэ геометрии (см., напр., [1]). В этой геометрии падающий и дифрагированный рентгеновские лучи скользят под малыми углами ( $\Phi_0$  и  $\Phi_h$  соответственно) к поверхности (см. рис. 1). В такой схеме легко реализуется асимметричная дифракция, так как простым изменением угла падения можно менять в широких пределах параметр асимметрии и переходить из геометрии Брэгга в геометрию Лауэ. Специфика дифракции в этой геометрии находит свое яркое отражение при регистрации вторичных излучений, сопровождающие дифракционное рассеяние [3—5].

При углах выхода  $\Phi_h \sim \Phi_c$  ( $\Phi_c$  — критический угол зеркального отражения) в данной схеме дифракции играет роль эффект зеркального отражения (30), и пользоваться формулами обычной динамической теории (ДТ) уже нельзя. В ряде работ [6, 7] построена модифицированная динамическая теория (МДТ) для процесса дифракции, позволяющей практически для всех углов рассчитать интенсивность брэгговского отражения.

В той области параметра асимметрии [β], где интенсивность дифракционно отраженной волны становится малой, внутри кристалла еще продолжается сложный процесс перераспределения волновых полей, и естественно возникает задача построения МДТ, которая наряду с дифракционным процессом описывала бы и структуру волновых полей в кристалле, а тем самым и специфику выхода вторичных излучений, решению которой посвящена данная работа.

# 2. Дифракция рентгеновских лучей при учете эффекта зеркального отражения

В схеме дифракции, изображенной на рис. 1, отражающие плоскости почти перпендикулярны поверхности кристалла. При углах падения  $\Phi_0 < |\psi| = 2 \cdot |\psi| \sin \theta_b$  (где  $\psi$ -угол скоса,  $\theta_b$ -угол Брэгга) реали-

зуется случай дифракции в геометрии Брэгга, а при больших углах



Рис. 1 Схема дифракции рентгеновских лучей в скользящей Брэгга-**Лауэ** геометрии. 0<sub>Б</sub> - угол Брэгга. Фо- угол падения, Ф<sub>h</sub> - угол выхода дифрагированного пучка, 4 - угол скоса отражающих плоскостей. К, вектор обратной решитки

 $\Phi_0 > |\psi|$  - дифракция в теометрии Лауэ. При  $\Phi_h \sim \Phi_c = \sqrt{|\chi_0|} (\chi_0 - \Phi_V)$ рье-компонента поляризуемости), необходимо учитывать эффекты 30. Когда  $\Phi_0 \gg \Phi_c$ , то можно пренебречь зеркальным отражением падающей волны, но необходимо учитывать эффекты 30 для дифрагированной волны.

В этом случае волновые поля в кристалле ищются в виде:

$$\mathbf{D}_{0}(\mathbf{r}) = \sum_{\iota=1,2} \mathbf{D}_{0}^{(\iota)} \exp\left(\iota \,\mathbf{x}_{0} \,\mathbf{r} + \iota \,\mathbf{x}_{0} \,\varepsilon_{0}^{(l)} \,\mathbf{z}/\widetilde{\Phi}_{0}\right), \tag{1}$$

$$\mathbf{r}(\mathbf{r}) = \sum \mathbf{D}_{h}^{(\iota)} \exp\left(\iota \,\mathbf{K}_{h} \,\mathbf{r}\right) \exp\left(\iota \,\mathbf{x}_{0} \,\mathbf{r} + i \,\mathbf{x}_{0} \,\varepsilon_{0}^{(\iota)} \,\mathbf{z}/\widetilde{\Phi}_{0}\right),$$

$$\mathbf{D}_{h}(\mathbf{r}) = \sum_{\iota=1,2} \mathbf{D}_{h}^{(\iota)} \exp\left(\iota \mathbf{K}_{h} \mathbf{r}\right) \exp\left(\iota \varkappa_{0} \mathbf{r} + i \varkappa_{0} \varepsilon_{0}^{(\iota)} \mathbf{z}/\widetilde{\Phi}_{0}\right),$$

где ж<sub>0</sub>-волновой вектор падающей волны в вакууме, К<sub>h</sub>-вектор обратной решетки, а го находятся из дисперсионного уравнения (см., напр., [6]):

$$y((y+\delta)^2 - \Phi_h^2) - \dot{a}_0^3 = 0, \qquad (2)$$

где

$$y = \frac{2\varepsilon_0 - \chi_0}{2\widetilde{\Phi}_0}.$$
 (3)

Здесь

И

$$\widetilde{\Phi}_{0,h} = (\Phi_{0,h}^2 + \chi_0)^{1/2}, \, \delta = \widetilde{\Phi}_0 - |\widetilde{\psi}|, \, \delta_0 = \left(\frac{c^2 \chi_h \chi_{\overline{h}}}{2 \, \widetilde{\Phi}_0}\right)^{1/2},$$

а с — поляризационный фактор.

Дисперсионное уравнение (2) имеет три корня, из которых  $y_1, y_2$ имеют положительную мнимую часть, а  $Im y_3 < 0$ .

С учетом граничных условий для амплитуд дифрагированных волн и их производных находим:

$$R_{h} = \left(\frac{\Phi_{h}}{\Phi_{0}}\right)^{1/2} \frac{E_{h}^{s}}{E_{0}}, \qquad E_{h}^{s} = \frac{c \chi_{h}}{y_{3} (\Phi_{h} - \hat{b} - y_{3})} E_{0}, \qquad (4)$$

$$D_{h}^{(2)} = -\frac{\Phi_{h} + \delta + y_{1}}{y_{2} - y_{1}} E_{h}^{s}, \qquad D_{h}^{(2)} = \frac{c \chi_{\overline{h}}}{2 \tilde{\Phi}_{0} \cdot y_{2}} \cdot D_{h}^{(2)}. \tag{5}$$

Совокупность формул (1), (4), (5) описывает дифракционное рассеяние в обоих случаях геометрии Брэгга и геометрии Лауэ.

#### 3. Модифицированная динамическая теория

 $y_2 - y_1$ 

Расчет полей по формулам (1)—(5) связан с решением уравнения третьего порядка. В действительности же для  $E_h^s$  можно почти для всех углов пользоваться модифицированной теорией, суть которой состоит в следующем.

Будем рассматривать случай дифракции в геометрии Брэгга ( $\delta < 0$ ). При углах

$$|\delta| \gg |\delta_0|$$
 (6)

 $2\Phi_0 \cdot y_1$ 

один из корней дисперсионного уравнения (2) с положительной мнимой частью, соответствующий затуханию в глубь кристалла моде,

$$y_2 \approx -\delta + \widetilde{\Phi}_h,$$
 (7)

а корни у1, уз находятся из решения квадратного уравнения:

$$y(y+\delta+\widetilde{\Phi}_h)+\delta_0^3/(\widetilde{\Phi}_h-\delta)=0. \tag{8}$$

.Для величины ε₀ уравнение (8) представляет собой дисперсионное уравнение ДТ (см., напр., [1])

$$(2\varepsilon_{0} - \chi_{0}) (2\varepsilon_{0}/\tilde{\beta} - \chi_{0} + \tilde{\alpha}) = c^{2} \chi_{h} \chi_{h}, \qquad (9)$$

$$\tilde{\beta} = \frac{2\tilde{\Phi}_{0}}{\delta - \tilde{\Phi}_{h}},$$

где

$$\widetilde{\alpha} = \delta^2 - \widetilde{\Phi}_h^2 + \chi_0 \frac{\beta - 1}{\widetilde{\beta}} = \alpha - \frac{\chi_0}{\widetilde{\beta}}.$$
 (10)

Уравнение (9) отличается от стандартного уравнения ДТ ([2]). тем, что вместо параметров  $\tilde{\beta}$  и  $\tilde{a}$  в дисперсионное уравнение входят  $\beta = -\Phi_0/\Phi_h$ 

н

$$\alpha = -2\sin 2\theta_{\rm b}(\theta - \theta_{\rm b}) = (\Phi_0 - |\psi|)^2 - \Phi_h^2. \tag{11}$$

Параметр β есть фактор асимметрии, а α определяет отклонение от брэгговского угла. Таким образом уравнение (9) отличается от стандартного уравнения перенормировкой параметров β и α.

С учетом неравенства (б) можно в формуле (4) заменить  $\Phi_h - \delta - y_3$  на  $\Phi_h - \delta - y_3^0$ , где  $y_3^0 = - \tilde{\Phi}_h - \delta$  есть выражения для корня  $y_3$ вдали от брэгговской дифракции. В результате для коэффициента отражения  $P_R$  имеем:

$$P_{R}(\theta) = |R_{h}|^{2}, \qquad \text{rge } R_{h} = \frac{\sqrt{|\beta|} c \chi_{h}}{2 \varepsilon_{h}^{(3)} - \chi_{0}} \cdot f(\Phi_{h}), \qquad (12)$$

.a

$$f(\Phi_h) = \frac{2\Phi_h}{\Phi_h + \tilde{\Phi}_h}.$$
 (13)

(14)

Формула (12) отличается от результата  $\Delta T$  не только наличием перенормированных параметров  $\beta$  и  $\alpha$  в корне  $\varepsilon_0^{(3)}$ , но и наличием дополнительного множителя  $f(\Phi_h)$ , который описывает качественно новый эффект-наличие поверхностного брэгговского пика [6].

При  $\Phi_h \gg \Phi_c$  параметры  $\Phi_h$  и  $\Phi_h$  близки, и поэтому фактор  $f(\Phi_h)$ становится равным единице, а параметры  $\tilde{\beta}$  и  $\tilde{\alpha}$  совпадают с параметрами  $\beta$  и  $\alpha$  соответственно, а дифракционное рассеяние описывается формулами ДТ.

Что же касается структуры волновых полей в кристалле, то здесь существенной является то обстоятельство, что при выполнении условия (6), оказывается, что корень у1 удовлетворяет неравенству

$$|\boldsymbol{y}_1| \ll |\boldsymbol{y}_2|$$

Именно это обстоятельство позволяет получить простые выражения для амплитуды полей внутри кристалла:

$$D_{h}^{(1)} = \frac{\Phi_{h} + \Phi_{h}}{\tilde{\Phi}_{h} - \delta} E_{h}^{s}, \qquad D_{0}^{(1)} = E_{0},$$

$$D_{h}^{(2)} = -\frac{\Phi_{h} + \delta}{\tilde{\Phi}_{h} - \delta} E_{h}^{s}, \qquad D_{0}^{(2)} \approx 0.$$
(15)

Отметим, что при  $\Phi_h \sim \Phi_c$  и  $[\delta] \ll \Phi_c$  (но неравенство (б) ещё предполагается выполненным), как следует из (15), амплитуды  $D_h^{(1)}$  и  $D_h^{(2)}$ могут намного превосходить амплитуду дифрагированной волны на поверхности кристалла  $E_h^s$ , и следовательно на кривых выхода вторичных излучений можно ожидать существенно больших по амплитуде пиков.

Рассмотрим выход фотоэлектронов, глубина выхода которых

$$L_e \gg L_p := \frac{1}{z_0 |\operatorname{Re}(y_2 - y_1)|},$$
 (16)

где  $L_p$  длина, на которой происходят маятниковые колебания [2]. Для описания угловой зависимости интенсивности выхода фотоэлектронов  $x(\theta)$  можем использовать общую формулу для случая дифракции в геометрии Лауэ (см., напр. [3]). Условие (16) позволяет пренебречь интерференционным членом в  $x(\theta)$ . Если, кроме этого предположить, что  $L_e \ll L_{exs}^{(1)}$ ,  $L_{exs}^{(2)}$ , где

$$L_{ex}^{(1,2)} = \frac{1}{z_0 \operatorname{Im} (y_{1,2} + z_0/2 \,\widetilde{\Phi}_0)},\tag{17}$$

длины затухания первой и второй мод соответственно, то для  $\varkappa$  ( $\theta$ ) в сбласти дифракционного отражения с учетом (15) имеем:

x max

$$\varkappa(\theta) = 1 + \left| \frac{\Phi_c^2 + 2\delta^2}{2\delta^2} \right| |E_h^s|^2 + 2e_h \operatorname{Re}\left(\frac{\sqrt{\Phi_c^2 + \delta^2} - \delta}{-2\delta} \cdot E_h^s\right), \quad (18)$$

где

 $e_h = \frac{\gamma_{.th}}{\gamma_{tr}}$ , a для

$$u^{max} \approx \frac{2 \Phi_0}{\delta} \frac{|\Phi_c^2 + 2 \delta^2|}{|V \Phi_c^2 + \delta^2 - \delta|^2}.$$
 (19)

получим:

На рис. 2 представлена кривая зависимости максимальных значений  $z^{max}$  от  $|\delta|$ . Как видно из рис. в МДТ при  $|\delta| \rightarrow 0 \ z^{max} \rightarrow \infty$ , т. е. выход фотовлектронов с конечных не равных нулю глубин может достигать сколь угодно больших значений. Интересно, что этот результат остается и в точной теории, если пренебречь процессом поглоще-

ния. Таким образом, если в ДТ по мере увеличения  $L_e$  пик  $\varkappa(\theta)$  падает, то в МДТ пик на кривой  $\varkappa(\theta)$  растет, и лишь затем при  $L_e \gg L_{ex}^{(1)}$  начинает падать. С помощью (15) можно описывать и другие случаи, при произвольном соотношении между  $L_e$  и  $L_p$ ,  $L_{ex}^{(1)}$ ,  $L_{ex}^{(2)}$  (рис. 3).

К точным уравнениям (4), (5) следует обращаться только тогда, когда угол выхода Ф<sub>h</sub> близок к Ф<sub>c</sub>:

$$|\Phi_{h} - \Phi_{c}| \leq \frac{\Phi_{c}}{2} \left(\frac{\Phi_{c}}{2\,\widetilde{\psi}|}\right)^{2/3} \tag{20}$$



Рис 3. Угловая зависимость выхода фотовлектронов при различных значениях  $L_e$ : (1) 0., (2) 0.01, (3) 0.05, (4) 0.1мкм ( $\Phi_0 = 320'$ ,  $|\vec{\psi}| = 330'$ ).

В заключение автор выражает благодарность А. М. Афанасьеву за постановку задачи и постоянный интерес к работе.

watthe states watthe -

#### ЛИТЕРАТУРА

 Афанасьев А. М., Александров П. А., Имамов Р. М. Рентгеновская структурная диагностика в исследовании приповерхностных слоев монокристаллов. М.: Изд Наука, 1986, с. 92.

2. Пинскер Э. Г. Рентгеновская кристаллооптика. М.: Изд. Наука, 1982, с. 390.

3. Afanasev A. M. et al. Phys. Stat. Sol. (a) 98, 367 (1986).

4. Круглов М. В., Созонтов Е. А., Соломин И. К. ФТТ, 27, 2732 (1985).

5. Afanasev A. M. et al. Phys. Stat. Sol. (a) 104, K 73 (1987).

6. Афанасьев А. М. и др. Поверхность, 12, 35 (1988).

7. Афанасьев А. М., Меликян О. Г. Кристаллография, 34, 28 (1989).

# ԿԱՆԳՈՒՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ՄԵԹՈԴՈՎ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՑԹՆԵՐԻ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՅԻ ՄՈԴՈՖԻԿԱՑՎԱԾ ԴԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

#### Ա. Վ. ԵՍԱՅԱՆ

# MODIFIED DYNAMICAL THEORY OF X-RAY DIFFRACTION IN THE METHOD OF STANDING X-RAY WAVES

#### A. V. YESAYAN

Using the dynamical theory of X-ray diffraction, the pecultarities of diffractive reflection curves as well as angular dependences of secondary radiation yield intensity in the presence of mirror reflection from the single crystal surface are theoretically studied within the grazing Bragg-Lave geometry. A modified dynamical theory based on the renormalization of coefficients of the conventional dynamical theory is constructed, and simple analytical expressions for the intensity of a diffracted wave, for the wave fields in the crystal as well as for the intensities of photoelectron yield from various depths are found.

atter and the second state

УДК 621.382

Lat

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ БАЗЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДИОДА ИЗ ИЗМЕРЕНИЙ ИМПЕДАНСА ДИОДА ПРИ ПРОИЗВОЛЬНЫХ УРОВНЯХ ИНЖЕКЦИИ

# А. Г. АЛЕКСАНЯН, Н. С. АРАМЯН, Р. К. КАЗАРЯН

Институт радиофизики и электрочным АН АрмССР

(Поступила в редакцию 28 января 1989)

1 Іоказывается, что на основе измерений импеданса полупроводниковогодиода с р-п-переходом при учёте импеданса базы диода наряду с импедансом р-п-перехода можно определить, кроме времени жизни дыров в бвзе тр. также отношение длины базы к диффузионной длине  $\frac{W}{L_p}$ , W,  $L_p$ , концентрацию основных равновесных носителей в базе диода  $n_n$ , эффективную площадь р-п- перехода A.

Измерение импеданса полупроводникового диода с p-n-переходом, смещенивого в пропускном направлении, обычно используется для определения времени жизни неосновных носителей в базе диода (фазовый метод измерения времени жизни) [1]. В этом методе предполагается, что модуль импеданса базы диода пренебрежимо мал по сравнению с импедансом собственно p-n-перехода, что вынуждает ограничиться низкими уровнями инжекции. Поэтому фазовый метод не позволяет проследить зависимость времени жизни от уровня инжекции. Кроме того, этот метод не дает сведений об отношении  $\frac{W}{L_p}$  (W — длина базы,  $L_p$  — диффузионная длина), знание которого необходимо для правильной интерпретации опытных данных.

Исследование импеданса полупроводникового диода с учетом импеданса базы проводилось в ряде работ, например, в [2, 3]. В них показано, что при высоких уровнях инжекции происходит смена знака мнимой части импеданса диода, после которой реактивность диода носит индуктивный характер. Индуктивность диода при высоких уровнях инжекции рассматривалась главным образом в связи с возможностью их использования в качестве полупроводниковых индуктивностей с высокой добротностью [4:8].

В данной работе показано, что рассмотрение особенностей импеданса диода с учетом вклада импеданса базы поэволяет значительно расширить возможности фазового метода и определять на основе измерений импеданса диода зависимость времени жизни от уровня инжнекции, отношение

 $\frac{W}{L_p}$ , длину базы W, равновесную концентрацию основных носителей в

базе nn и эффективную площадь p-n-перехода А.

#### Содержание метода

В работе [2] (в приближении одномерности движения носителей тока с коэффициентом инжекции, равным единице, и скоростью поверхностной рекомбинации S на омическом контакте, равной  $S = \infty$ ) получено наиболее общее выражение для импеданса полупроводникового днода с *p-n*-переходом. Однако использование этого выражения для определения параметров полупроводника затруднено из-за громоздкости полученных формул. В то же время, если предположить, что диод, к которому прило-

жено напряжение  $U = U_0 + U_1 e^{imt}$  с  $U_1 \ll \frac{k T}{q}$  имеет длину базы,

удовлетноряющую условию  $\frac{W}{L_p} \gg 1$ , и  $\left(m e^{\frac{W}{L_p}}\right)^2 \gg 1$  (где  $p_{p-n}$ ,  $p_{\text{базы-}}$ 

удельные сопротивления р - *n*-перехода и базы соответственно,  $l_{p-n}$  — область объемного заряда), то в приближении низких частот  $\Im \tau_p \ll 1$ , выражения для импеданса существенно упрощаются и принимают вид:

$$R e(Z_D) = R e Z_{p-n} \frac{b-1}{(b+1)(1+m)},$$
(1)

$$Im (\dot{Z}_D) = Im (\dot{Z}_{p-n}) \frac{b-1}{(b+1)(1+m)},$$
(2)

$$\operatorname{Re}(Z_{\tau}) = \operatorname{Re}(Z_{p-n}) \left[ \frac{\frac{W}{L_{p}} + l_{n} \left( \frac{b m}{1+b m} \right)}{(b+1) m} - \frac{1}{(b+1) m (1+m)} \right], \quad (3)$$

$$\operatorname{Im}(\dot{Z}_{\tau}) = -\operatorname{Im}(\dot{Z}_{p-n}) \left[ \frac{1 + \frac{W}{L_{p}}(1+m)}{(b+1)m(1+m)} + \frac{1}{(b+1)m} ln \left( \frac{1+m}{1+ml^{L_{p}}} \right) \right],$$
(4)

$$Ae \qquad \operatorname{Re}\left(\dot{Z}_{p-n}\right) = \frac{k}{q} \frac{T}{I_0}, \qquad (5a)$$

$$Im(Z_{p-n}) = -\frac{k}{q} \frac{T}{l_0} \frac{\omega \tau_p}{2}, \qquad (56)$$

 $m = \frac{b}{b+1} \frac{I_{i}}{I_{0}}$ ,  $I_{0}$ , -постоянная составляющая тока через диод,

I

$$I_{\delta} = \frac{k I}{q} \frac{\sigma_{\delta} A}{b L_{p}} \tag{6}$$

ток, при котором наступает равенство концентраций инжектированных неосновных и основных равновесных носителей [9],  $\sigma_{\delta}$  — удельная проводимость материала базы, q — заряд электрона,  $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}, \tau_p$ - время жизни дырок в базе, A - площадь p-п-перехода. В вышеприведенных формулах  $Z_D - A$ емберовское полное сопротивление,  $Z_T$ -токовое полное сопротивление,  $Z_{p-\pi}$  — полное сопротивление р-п-перехода. Из (2) и (4) видно, что кроме  $\tau_p$  в выражения для Im  $(Z_D)$  и Im $(Z_T)$  входят еще два неизвестных параметра  $\frac{W}{L_p}$  и *m*, для нахождення которых необходимо иметь два независимых уравнения. Выше указывалось, что при некотором значении тока  $I_0^{(1)}$  выполняется условие

$$\operatorname{Im} (\dot{Z}_{D}) + I (\dot{Z}_{T}) + I (\dot{Z}_{p-u}) = 0.$$
(7)

Рассмотрим также значение тока  $I_0^{(2)}$ , при котором выполняется следующее равенство

$$\operatorname{Re}(\dot{Z}_{D}) + \operatorname{Re}(\dot{Z}_{T}) = \operatorname{Re}(\dot{Z}_{p-n}).$$
(8)

Решение уравнения (7), при условии  $m e^{L_p} \gg 1$ , позволяет определить величину тока  $I_c$ , решение уравнения (8) — значение  $\frac{W}{L_p}$ . Исходя из (2), (4) и (56), легко получить выражение для времени жизни дырок:

$$\tau_{\rho} = \frac{q I_0}{k T} \frac{2}{\omega} \times$$

$$\times \left| \frac{\frac{\operatorname{Im} (\dot{Z}_{\text{Auona}})}{1 + \frac{W}{L_{p}} (1+m)}}{\frac{1}{(b+1)m} + \frac{1}{(b+1)m} \ln \left( \frac{1+m}{1+me^{\frac{W}{L_{p}}}} \right) - \frac{b-1}{(b+1)(1+m)} - 1} \right|$$
(9)

Нетрудно видеть, что знание тока I<sub>6</sub> позволяет определить концентрацию равновесных основных носителей в базе диода:

$$a_n = n_l \ e^{\frac{q[U_b - I_b R_b(I_b)]}{2KT}}, \tag{10}$$

где  $U_{\delta}$  — напряжение на диоде при токе  $I_{\delta}$ ,  $R_{\delta}$   $(I_{\delta})$  — сопротивление базы постоянному току при  $I_0 = I_{\delta}$ .

Эффективная площадь р-п-перехода может быть найдена из формулы (6).

#### Экспериментальные результаты

Схема, с помощью которой измерялись активная и реактивная составляющие импеданса диода, показана на рис. 1. На диод, смещенный в прямом направлении, как и в фазовом методе, через калиброванное сопротивление *R* подается переменный сигнал малой амплитуды (0,5 м *B* в нашем случае), который поступает на вход схемы сравнения. На второй вход этой схемы через фазосдвигающую цепь подается компенсирующий сигнал, противоположный по фазе напряжению U. Скомпенсировав активную составляющую сигнала на диоде, можно измерить реактивную составляющую на выходе усилителя. Перед измерением вместо диода подключается активное сопротивление и настрзивается фаза компенсирующего сигнала с помощью фазосдвигающей цепи.



1-фазосдвигающая цепь;

- 2 и 3-эмиттерные повторители;
- 4-сравнивающий каскад;
- 5-уснантель.

Схожая методика измерения применена в работе [10] для измерения импеданса высокоомных образцов в диапазоне частот 100 Гц. 10 кГц. В данной работе наличие фазосдвигающей цепи позволяет скомпенсировать паразитные фазовые сдвиги и повысить частоту измерения (до 1 МГц в нашем случае). Нетрудно показать, что при измерении напряжений прибором класса 1,0, погрешности установки частоты ~ 2% и погрешности сопротивления  $R \sim 5\%$ , погрешность измерения составляющих иммеданса не превышает 10%.

Измерения проводились с промышленными диодами марок Д106А, Д219А, Д220А и Д223Б. По результатам измерений  $Im(\dot{Z}_{AHOAB})$  графически определялся ток  $I_0^{(1)}$ , при котором  $Im(\dot{Z}_{AHOAB}) = 0$ . Затем из данных измерения Re  $(\dot{Z}_{AHOAB})$  определялось активное сопротивление базы: Re $(\dot{Z}_i) =$  Re  $(\dot{Z}_{AHOAB}) -$  Re  $(\dot{Z}_{p-n})$ , где Re  $(\dot{Z}_{p-n})$  дается формулой (5а). Величина тока  $I_0^{(2)}$  определялась из условия (8) также графически. Уравнение (7) относительно  $I_i$  решалось по программе на микрокалькуляторе, затем из уравнения (8) при известном значении  $I_i$  определялась величина  $\frac{W}{L_p}$ . Зная величины  $\frac{W}{L_p}$  и  $I_p$ , по формуле (9) вычислялось время жизни. На рис. 2. показаны графики зависимости времени жизни от тока через диод. Ход этих кривых не противоречит известным из литературы экспериментальным данным [11]. Пос-

кольку тр зависит от уровня инжекции, то ясно, что здесь измеряется среднее по длине базы время жизни. Численные значения параметров исследованных диодов, вычисленные на основе измерений по вышеприведенным формулам, приведены в таблице.



Рис.	2. Графики	зависимостей времени жизнен	of loka sepes Anog.
	1-Д223Б,	$z_{pmin} = 4,5 \ 10^{-7}  \mathrm{cek},$	f = 50  kGg:
	2-Д219А,	$z_{pmin} = 5.3 \ 10^{-8}  \mathrm{cek},$	f == 200 кГц;
	3—Д220А,	$\tau_{pmin} = 1,1 \ 10^{-7}  \mathrm{cek},$	f = 300 кГц;
	4-Д106А,	$\tau_{pmin} = 1.3 \ 10^{-7}  \mathrm{cex},$	f = 50 кГц.

Параметр Тип двода	$\frac{W}{L_p}$	<i>Lp</i> мкм	W. MRM	. <i>I</i> <sub>б</sub> мА	п <sub>л</sub> см <sup>-3</sup>	А мм <sup>2</sup>	А <sub>баръерн</sub> мм <sup>2</sup>
<b>A</b> 219A	2.5	18	45	0.53	5.2 1014	8.2 10-2	19,4 10-2
4220A	3,4	17,4	59,7	0,80	5,2 1014	11,8 10-2	24,3 10-2
<b>Д223</b> Б	2,3	54,4	124	1,06	2,0 1015	12,9 10-2	7,7 10-2
4106A	2,3	37,6	85,4	0,16	2,0 1015	1,4 10-2	0,73 10-2
C. C. Samerandia II	4	10 2	- 14-14	1 1 3	9-153-1-1-1	Le stand	

 $L_p$  определялось по формуле  $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ , значение  $\tau_p$  бралось для наименьшего из значений тока через днод, при которых проводились измерения. В последнем столбце таблицы приведены значения площади *p-n*-перехода, вычисленные из данных измерения барьерной емкости перехода при его обратном смещении с использованием значения концентрации носителей, полученного из измерений импеданса днода при его прямом смещении. Различия между A и  $A_{\text{барьери</sub>}$ . следовало ожидать, т. ч.

барьерная емкость формируется по всей площади собственно *p*-*n*-перехода, тогда как при прямом смещении *p*-*n*-перехода в зависимости от конфигурации перехода и тылового контакта эффективная площадь, пропускающая ток, может быть как больше, так и меньше площади собственной *p*-*n*-перехода.

На рис. 3. показаны зависимости от тока через диод измеренно величины Re  $(\dot{Z}_i)$ , а также графики зависимости Re  $(\dot{Z}_i)$  ст  $I_0$ , рас-



Рис. 3. Графики зависимости Re (Z<sub>3</sub>) от I<sub>0</sub>: 1—Д220А; 2—Д223Б; 3—Д219А; 4—Д106А; а—эксперимент, 6—расчет.

считанные с использованием значений  $\frac{W}{L_p}$  и  $I_i$ , на основе формул (1) и (3). Хорошее совпадение экспериментальных и рассчитанных зависимостей свидетельствует в пользу применимости данного метода для определения параметров базы полупроводникового диода.

Авторы выражают благодарность Сарибекян Г. В. за помощь в проведении расчетов.

#### ЛИТЕРАТУРА

16. 36 13.6 1 (Parts

- 1. Алирович Э. И., Губкин А. И., Копыловский Б. Д. ФТТ, 4, 1853 (1962).
- 2. Синица С. П. Раднотехника и электроника, 7, 1427 (1962).
- 3. Авакъянц Г. М. н др. Раднотехника н электроника, 8, 1594 (1963).
- 4. Галаванов В. В., Наследов Д. Н., Рзаев М. А. Редиотехника и электроника, 9, 556 (1964).
- 5. Прима Н. А., Тхорик Ю. А. ФТП, 1, 535 (1967).
- 6. Аронов Д. А., Котов Я. П. ФТП, 2, 404 (1968):

41

2421 C2C76

an of a state and

ALL TRANSFORMED SPECIAL

- 7. Аронов Д. А., Котов Я. П., Котов Е. П. Радиотехника и электроника. 16, 1518 (1971).
- 8. Климов Б. Н. и др. Раднотехника и электроника, 18, 1082 (1973).
- 9. Степаненко И. П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем, М., 1977, 670 с.
- 10. Бродовой В. А., Дерикот Н. З., Корень Г. А. Полупроводниковая техника'н микроэлектроника, вып. 19, 75 (1975).

11. Баранов Л. И., Селищев Г. В. Радиотехника и электроника, 16, 404 (1971).

# ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԴԻՈԴԻ ԲԱԶԱՅԻ ՄԻ ՔԱՆԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ԿԱՄԱՑԱԿԱՆ ԻՆԺԵԿՑԻԱՑԻ ՌԵԺԻՄՈՒՄ ԴԻՈԴԻ ԻՄՊԵԴԱՆՍԻ ՉԱՓՈՒՄՆԵՐԻՑ

Ա. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՑԱՆ, Ն. Ս. ԱՐԱՄՅԱՆ, Ռ. Ղ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

Յույց է տրված,որ հաշվի առնելով կիսահաղորդչային դիոդի բաղայի իմպեդանսը p-n անցման իմպեդանսի հետ միասին, դիոդի իմպեդանսի չափումներից կարելի է որոշել, բացի բաղայում խոսոշների կյանքի տևողության ժամանակից, նաև բաղայի երկարության հարաբե-

րությունը դիֆուղիոն երկարության նետ \_\_\_\_, W, Lp նիմնական նավասարակչոված լիցքակիր-

bbph nn humaifining ahaah puquind, p-n ungdub thhimhi duhhphun:

# DETERMINATION OF SOME PARAMETERS OF SEMICONDUCTOR DIODE BASE FROM MEASUREMENTS OF DIODE IMPEDANCE AT ARBITRARY INJECTION LEVELS

#### A. G. ALEKSANYAN, N. S. ARAMYAN, R. K. KAZARYAN

Measurements of the impedance were carried out for a semiconductor diode with p-n transition at high injection leve's. The diode base impedance has been taken into account along with the p-n transition impedance. This allows one to determine the hole lifetime, the ratio of base length to the diffusion length, the concentration of majority carriers as well as the efficient p-n transition area.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 1, 42-47 (1990)

#### УДК 669.15'24':539.186.3

# ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ НА СВЕРХСТРУКТУРУ Ni<sub>3</sub>Fe В ВЫСОКОНИКЕЛЕВЫХ ПЕРМАЛЛОЯХ

#### А. Д. ГЕЗАЛЯН, В. И. ГОМАНЬКОВ, В. Г. ФЕДОТОВ

Институт прецизионных сплавов Центрального научноисследовательского института черной металлургии им. И. П. Бардина

#### (Поступила в редакцию 15 марта 1989 г.)

С помощью нейтронографического метода исследовано влияние легирующих добавок на атомное упорядочение Ni<sub>3</sub>Fe. Получены зависимости степени дальнего порядка от содержания галлия, игтрия, гафиия и рения.

- 7. Аронов Д. А., Котов Я. П., Котов Е. П. Радиотехника и электроника. 16, 1518 (1971).
- 8. Климов Б. Н. и др. Раднотехника и электроника, 18, 1082 (1973).
- 9. Степаненко И. П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем, М., 1977, 670 с.
- 10. Бродовой В. А., Дерикот Н. З., Корень Г. А. Полупроводниковая техника'н микроэлектроника, вып. 19, 75 (1975).

11. Баранов Л. И., Селищев Г. В. Радиотехника и электроника, 16, 404 (1971).

# ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԴԻՈԴԻ ԲԱԶԱՅԻ ՄԻ ՔԱՆԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ԿԱՄԱՑԱԿԱՆ ԻՆԺԵԿՑԻԱՑԻ ՌԵԺԻՄՈՒՄ ԴԻՈԴԻ ԻՄՊԵԴԱՆՍԻ ՉԱՓՈՒՄՆԵՐԻՑ

Ա. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՑԱՆ, Ն. Ս. ԱՐԱՄՅԱՆ, Ռ. Ղ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

Յույց է տրված,որ հաշվի առնելով կիսահաղորդչային դիոդի բաղայի իմպեդանսը p-n անցման իմպեդանսի հետ միասին, դիոդի իմպեդանսի չափումներից կարելի է որոշել, բացի բաղայում խոսոշների կյանքի տևողության ժամանակից, նաև բաղայի երկարության հարաբե-

րությունը դիֆուղիոն երկարության նետ \_\_\_\_, W, Lp նիմնական նավասարակչոված լիցքակիր-

bbph nn humaifining ahaah puquind, p-n ungdub thhimhi duhhphun:

# DETERMINATION OF SOME PARAMETERS OF SEMICONDUCTOR DIODE BASE FROM MEASUREMENTS OF DIODE IMPEDANCE AT ARBITRARY INJECTION LEVELS

#### A. G. ALEKSANYAN, N. S. ARAMYAN, R. K. KAZARYAN

Measurements of the impedance were carried out for a semiconductor diode with p-n transition at high injection leve's. The diode base impedance has been taken into account along with the p-n transition impedance. This allows one to determine the hole lifetime, the ratio of base length to the diffusion length, the concentration of majority carriers as well as the efficient p-n transition area.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 1, 42-47 (1990)

#### УДК 669.15'24':539.186.3

# ВЛИЯНИЕ ЛЕГИРОВАНИЯ НА СВЕРХСТРУКТУРУ Ni<sub>3</sub>Fe В ВЫСОКОНИКЕЛЕВЫХ ПЕРМАЛЛОЯХ

#### А. Д. ГЕЗАЛЯН, В. И. ГОМАНЬКОВ, В. Г. ФЕДОТОВ

Институт прецизионных сплавов Центрального научноисследовательского института черной металлургии им. И. П. Бардина

#### (Поступила в редакцию 15 марта 1989 г.)

С помощью нейтронографического метода исследовано влияние легирующих добавок на атомное упорядочение Ni<sub>3</sub>Fe. Получены зависимости степени дальнего порядка от содержания галлия, игтрия, гафиия и рения. Основным структурным состоянием высоконикелевых пермаллоев является сверхструктура Ni<sub>3</sub> Fe, дальний порядок которой образуется после отжига ниже 773 К. Это атомное упорядочение оказывает существенное влияние на свойства сплавов, а сохранение или разрушение дальнего порядка Ni<sub>3</sub>Fe можно осуществить с помощью легирования третьим элементом.

В работе представлены нейтронографические исследования сверхструктуры Ni<sub>3</sub>Fe пермаллоев, легированных галлием, иттрием, гафнием и рением до 5 ат.%.

Поликристаллические образцы цилиндрической формы 5×0,7 см<sup>2</sup> содержали Ni и Fe в отношении 3:1 и прошли ступенчатый отжиг ниже 773 K, обеспечивший степень дальнего порядка S = 0,95 для нелегированного состава Ni<sub>3</sub>Fe. Измерения выполнены на дифрактометре «Диск» ИАЭ им. И. В. Курчатова с длиной волны  $\lambda = 0,1456$  нм.

На рис. 1 представлены некоторые нейтронограммы отожженных сплавов. Видны сверхструктурные отражения (100) и (110), характерные для ГШК решетки Ni<sub>3</sub>Fe. Нейтронограммы сплавов с Y и Hf содержат дополнительные отражения, свидетельствующие об образовании новых фаз.

Значения S рассчитаны из отношений интенсивностей I<sub>100</sub>/I<sub>200</sub> и I<sub>110</sub>/I<sub>220</sub> нейтронограмм в предположении определенного размещения атомов по узлам ГЦК решетки. Положение легирующего атома выбирается на основании качественных соображений о парных взаимодействиях этого атома с элементами матрицы.

Согласно рис. 1 сплавы, легированные галлием, находятся в однофазном состоянии и определение S возможно для сплава в целом. Сравнение малоуглового магнитного расстояния нейтронов бинарных сплавов Ni-Ga и Fe—Ga [1, 2] показывает, что атомы Ga сильнее возмущают спиновую плотность атомов Ni, чем атомов Fe. Об этом же свидетельствует концентрационная зависимость намагниченности насыщения исследованных сплавов. Кроме того, в системе Ni-Ga при 1483 К образуется сверхструктура Ni<sub>3</sub>Ga, изоморфная Ni<sub>3</sub>Fe [3]. В системе Fe-Ga найдена сверхструктура Fe<sub>3</sub>Ga, но с T<sub>k</sub> = 1073 K [3]. Поэтому предполагается, что атомы Са при отжиге замещают в ГЦК решетке атомы Fe. Значения S, рассчитанные при этом предположении, представлены на рис. 2. Видно, что дальний порядок Ni<sub>3</sub>Fe сохраняется, как и при легировании алюминием [4,]принадлежащим этой же IIIа группе элементов таблицы Менделеева. Можно также предположить, что в тройной системе Ni-Fe-Ga реализуется концентрационный переход Ni<sub>3</sub>Fe-Nia Ga.

На нейтронограмме 4 сплава, легированного иттрием (рис. 1), дополнительные сверхструктурные отражения соответствуют гексагональной фазе  $Ni_5Y$  с температурой образования  $T_k < 873$  К [5]. Таким образом, уже при 1,5 ат. % Y в сплаве при отжиге выделяется  $\varepsilon$ -фаза, а матрица остается упорядоченной по типу  $Ni_3Fe$ . При этом сплав становится хрушким.

По отражениям  $\gamma$ —(200) и є—(201) в таблице даны оценки объемных долей є-фазы. Предполатается, что в є-фазе реализуется совершенный порядок в расположении атомов. Значения  $V_{\epsilon} / V$  почти линейно изменяются с концентрацией Y. Если предположить, что в образовании структуры Ni<sub>5</sub>Y участвует весь Y, то определяются составы γ-матрицы и величины S сверхструктуры Ni<sub>3</sub>Fe (см. табл.). Эначения S при 1,5 и 3,0% в пределах погрешностей измерений согласуются с концентрационной зависимостью S бинарной системы Ni—Fe [6]. Отклонение S при 5,0% Y от этой зависимости, по-видимому, указывает на некорректность вышеприведенных предположений.



Рис. 1. Нейтронограммы отожженных сплавов: 1-1,5% Re; 2-1,5% Hf; 3-5.0% Ga; 4-1,5% Y.

Нейтронограммы оплавов, легированных гафнием (рис. 1), аналогичны нейтронограммам, полученным в работе [4] для сплавов, легированных цирконием, и свидетельствуют о выделении новой фазы. Небольшое количество разрешенных отражений и их расположение не позволяют точно проиндицировать эту фазу. По аналогии с системой Ni—Zr углы и интенсивности отражений соответствуют либо моноклинной, либо ГЦК структурам типа Ni<sub>5</sub>Zr [7]. На нейтронограмме 2 показано положение отражения (220) ГЦК решетки Ni<sub>5</sub>Hf.

Объемные доли выделившейся фазы  $Ni_5H_1^{f}$  представлены в таблице и их концентрационная зависимость аналогична зависимости  $V_i$  / V для сплавов с Y и с Zr [4].

По нейтронограмме 2 (рис. 1) видно, что и при выделении Ni<sub>5</sub>Hf железо-никелевая матрица остается упорядоченной по типу Ni<sub>3</sub>Fe. В предположении отсутствия Hf в матрице, рассчитана концентрационная зависимость S (таблица), которая хорошо следует зависимости S-бинарной системы Ni—Fe [6].





Согласно [1, 8] атомы Re не несут матнитного момента в сплавах на основе Ni и Fe, а их влияние на спиновую плотность Ni и Fe аналогично влиянию атомов Cr, а не Mn [1]. При этом изменение матнитного момента матрицы в  $Ni d \bar{\mu}/d c = 6,0 \mu_{\rm B}$  [1], а в  $Fe - 1,557 \mu_{\rm E}$  [9]. Величина  $d \bar{\mu}/d c$  для тройного сплава Ni - Fe - Re близка первому значению  $d\mu/dc$ . Поэтому предполагается, что атомы Re при отжиге замещают атомы Fe в кристаллической решетке, т. е. так же как атомы Mn[10].

Концентрационная зависимость S, полученная при этом предположении, представлена на рис. 2. Видно, что дальний порядок полностью разрушается при 6...7 ат. % Re, тогда как при легировании марганцем происходит изоморфный переход от Ni<sub>3</sub>Fe — Ni<sub>3</sub>Mn [10]. Здесь, как и при легировании хромом, разрушение дальнего порядка Ni<sub>3</sub>Fe обусловлено распространением сильных связей атомов Re с атомами Ni на 2-ю координационную сферу вокруг примесного атома [1, 10].

Таким образом, представленные данные содержат все возможные случан изменения упорядоченного состояния при легировании — от сохранения до разрушения сверхструктуры Ni<sub>3</sub>Fe. При этом Y и Hf непосредстввенно не влияют на дальний порядок, а при образовании новых фаз происходит изменение состава матрицы, что приводит к концентрационному разупорядочению.

Авторы благодарят В. П. Глазкова за помощь при измерениях и. В. А. Соменкова за обсуждение результатов работы.

Таблица

Ni (at. %)	Легир. элемент (ат. %)	V =/V (%)	Состав					
			N i (at. %)	Fe (ar. %)	S			
73.9	1.5 Y	0,9	72,9	27,1	0,94 +0,09			
72.8	3.0 Y	2,4	70,4	29,6	0,98+0,10			
71,2	5,0Y	2,8	66,1	33,9	0,49±0.05			
73.9	1,5 Hf	1,0	72,9	27.1	0,96±0.10			
72,8	3,0 Hf	1,3	70,4	29,6	1,00+0,10			
71.2	5,0 Hf	5,2	66,1	33,9	0,67±0,07			
the second s								

Составы сплавов, объемные доли новых фаз V<sub>s</sub> / V, составы у-матрицы и параметры дальнего порядка сверхструктуры Ni<sub>3</sub>Fe.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Comly I. M., Holden T. M., Low G. G. J. Phys. C. 1, 458 (1968).

2. Holden T. M., Comly J. B., Low G. G. Proc. Phys. Soc., 92, 726 (1967).

3. Эллиот Р. П. Структура двойных сплавов, «Металлургия«. М., 1970. т. 11. с. 22.

4. Гоманьков В. И. н др. ФММ, 38, 647 (1974).

5. Wernick S. H., Geller S. Acta Cryst., 12, 662 (1959).

6. Гоманьков В. И., Пузей И. М., Мальцев Е. И. Укр. физ. журнал, 14, 1716 (1969).

7. Gachan J. C., Dirand M., Hertz J. J. Less-Common Met., 92 307 (1983)

8. Collins M. F., Low G. G. Proc. Phys. Soc., 86, 535 (1965).

9. Aldred A. T. J. Phys. C., 1, 244 (1968).

10. Гоманьков В. И. н др. ФММ, 28, 262 (1969).

# ԼԵԳԻՐՈՒՄԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ *Ni₃ Fe* ԳԵՐԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻ ՎՐԱ ՆԻԿԵԼԱՑԻՆ ՊԵՐՄԱԼՈՑՆԵՐՈՒՄ

#### Ա. Ջ. ԳՅՈԶԱԼՅԱՆ, Վ. Ի. ԳՈՄԱՆԿՈՎ, Վ. Գ. ՖԵԳՈՏՈՎ

Նելարոնադրական մեթոդի օգնությամբ Տետաղոտվել է լեգիրող Տավելումների աղդեցությունը Ni<sub>3</sub>Fe ի ատոմային կարդավորվածության վրա. Ստացված է Տեռավոր կարդավորվածության աստիճանի կախվածությունը գալիումի, ռենիումի, Տաֆնիումի և իտրիումի պարունակությունից։

# THE INFLUENCE OF ALLOYING ON Ni3FeSUPERSTRUCTURE IN HIGH-NICKEL PERMALLOYS

# A. S. GJOZALYAN, V. I. GOMAN'KOV, V. G. FEDOTOV

The influence of alloying additions on the atomic order of Ni3Fe was investigated by means of neutronographic technique. The dependence of the degree of\_longrange orders was obtained as a function of gallium, yttrium, hafnium and rhenium percentage.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 1, 47-51 (1990)

#### УДК 548.732

计理

# ИЗБИРАТЕЛЬНЫЙ ФИЛЬТР РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ЯВЛЕНИЯ ПОЛНОЙ ПЕРЕБРОСКИ

#### А. Р. МКРТЧЯН, В. К. МИРЗОЯН, С. Н. НОРЕЯН

#### ИППФ АН АрмССР

#### (Поступила в редакцию 5 марта 1989 г.)

Используя явление полной переброски интенсивности рентгеновского пучка от направлений прохождения в направление отражения под действием температурного градиента, приложенного перпендикулярно атомным пплоскостям (1011) тонкого совершенного монокристалла кварца в геометрии Лауэ, разработан избирательный полосовой фильтр рентгеновского излучения. Из узкоколлимированного ( $\sim 5''$ ) непрерывного спектра рентгеновского излучения можно фильтровать любую длину волны в пределах 0,2—1,6А° с шириной полосы фильтрации порядка ширины линии характеристического излучения. При фильтрации наблюдается также увеличении интенсивности пучков, проходящих через фильтр (т. е. уменьшается линейный коэффициент поглощения) для длин волн, не участвующих в отражении от фильтра.

На основе явления полной переброски разработан и реализован избирательный полосовой фильтр для узконаправленного рентгеновского излучения в области длин волн 0,2—1,6А с шириной полосы фильтрации порядка ширины линии характеристического излучения из любого участка указанного диапазона. Для рентгенспектрального и ренггенструктурного анализа, а также для биологических и друтих исследований чаще всего необходимо иметь непрерывный спектр, из состава которого удалена нежелаемая длина волны с определенной узкой полосой из коллимированного пучка. В рентгеновских исследованиях используется фильтр Росса, работа которого основана на особенности зависимости коэффициента массового поглощения от длины волн. Этот фильтр имеет тот недостаток, что плохо очищает проходящий пучок от нежелаемой длины волны и не способен к полосовой фильтрации, а также сильно снижает интенсивность и иокажает состав проходящего спектра.

Предложенный нами фильтр представляет собой кварцевую прямоугольную пластинку X-среза (10×10 мм<sup>2</sup>), толщиной 0,15 мм или 0,7 мм,

# THE INFLUENCE OF ALLOYING ON Ni3FeSUPERSTRUCTURE IN HIGH-NICKEL PERMALLOYS

# A. S. GJOZALYAN, V. I. GOMAN'KOV, V. G. FEDOTOV

The influence of alloying additions on the atomic order of Ni3Fe was investigated by means of neutronographic technique. The dependence of the degree of\_longrange orders was obtained as a function of gallium, yttrium, hafnium and rhenium percentage.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 1, 47-51 (1990)

#### УДК 548.732

计理

# ИЗБИРАТЕЛЬНЫЙ ФИЛЬТР РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ЯВЛЕНИЯ ПОЛНОЙ ПЕРЕБРОСКИ

#### А. Р. МКРТЧЯН, В. К. МИРЗОЯН, С. Н. НОРЕЯН

#### ИППФ АН АрмССР

#### (Поступила в редакцию 5 марта 1989 г.)

Используя явление полной переброски интенсивности рентгеновского пучка от направлений прохождения в направление отражения под действием температурного градиента, приложенного перпендикулярно атомным пплоскостям (1011) тонкого совершенного монокристалла кварца в геометрии Лауэ, разработан избирательный полосовой фильтр рентгеновского излучения. Из узкоколлимированного ( $\sim 5''$ ) непрерывного спектра рентгеновского излучения можно фильтровать любую длину волны в пределах 0,2—1,6А° с шириной полосы фильтрации порядка ширины линии характеристического излучения. При фильтрации наблюдается также увеличении интенсивности пучков, проходящих через фильтр (т. е. уменьшается линейный коэффициент поглощения) для длин волн, не участвующих в отражении от фильтра.

На основе явления полной переброски разработан и реализован избирательный полосовой фильтр для узконаправленного рентгеновского излучения в области длин волн 0,2—1,6А с шириной полосы фильтрации порядка ширины линии характеристического излучения из любого участка указанного диапазона. Для рентгенспектрального и ренггенструктурного анализа, а также для биологических и друтих исследований чаще всего необходимо иметь непрерывный спектр, из состава которого удалена нежелаемая длина волны с определенной узкой полосой из коллимированного пучка. В рентгеновских исследованиях используется фильтр Росса, работа которого основана на особенности зависимости коэффициента массового поглощения от длины волн. Этот фильтр имеет тот недостаток, что плохо очищает проходящий пучок от нежелаемой длины волны и не способен к полосовой фильтрации, а также сильно снижает интенсивность и иокажает состав проходящего спектра.

Предложенный нами фильтр представляет собой кварцевую прямоугольную пластинку X-среза (10×10 мм<sup>2</sup>), толщиной 0,15 мм или 0,7 мм, в которой с помощью нагревателя создается температурный граднент величиной 160 град/см, направленный перпендикулярно отражающим атомным плоскостям (1011) и выполняется условие полной переброски [1]. Фильтрация пучка получена для K линии W, Ag, Mo, Cu и от разных участков непрерывного спектра от узконаправленного ( $\sim 5''$ ) полихроматического рентгеновского излучения. В качестве источника рентгеновского излучения. В качестве источника рентгеновского излучения с трубкой БСВ-7 с серебрянным, молибденовым и медным анодами. Для получения характеристических линий вольфрама (W) использовали рентгеновский аппарат РУП-120-5-1 с анодным напряжением 120 кВ и током 5 мА. Напряжения на трубке подавали от УРС-50им 30 кВ с анодным током 3 мА. Фокусный размер пучка от трубки БСВ-7 равен  $\sim$  150 мкм. Луч от источника коллимировался с таким расчетом, чтобы на фильтре имел горизонтальную расходимость  $\sim 5''$ , поскольку ширина столика Дарвина атомных плоскостей (1011) кварца для  $K_a$  линии W, Ag, Mo, Cu приблизительно равна 10''.

Как известно [1, 2], полная переброска интенсивности рентгеновского пучка от направления прохождения в направление отражения происходит только в области отражения, а остальные лучи, не участвующие в отражении, не перебрасываются и проходят через кристалл. Таким образом. с помощью эффекта полной переброски можно фильтровать только те части пучка, угловая ширина которых не превышает ширину столика Дарвина для атомной плоскости (1011) кварца, для данной длины волны, обеспечивающей эффект полной переброски. В частности, линейный коэффициент поглощения (µ) кварца для W, Ag, Mo, Gu равен 0,665см<sup>-1</sup>, 5,1см<sup>-1</sup>, 10,4см<sup>-1</sup>, 92,7см<sup>-1</sup> соответственно.

Избирательность фильтра заключается в том, что он отражает от спектра падающего излучения те длины волн, для которых обеспечено условие Брэгга. Как сказано выше, для фильтрации данным способом необходимо, чтобы падающий пучок имел узконаправленность по горизонтальному направлению.

С этой целью собрали установку, схема которой приведена на рис. 1.

Излучение от рентгеновской трубки с анодами W, Ag, Mo, Cu направляется в коллиматор длиной 120 см, на входе которого поставлена 0,05 мм, а на выходе — 0,01 мм щели, которые дают возможность получить пучок с необходимой угловой аппертурой. Вертикальный размер пучка на входной поверхности фильтра равен 8 мм.

Установленные на отдельном гониометре фильтр и кристалл-анализатор имели возможность автономно вращатъся вокруг вертикальной и горизонтальной осей, что и дает возможность юстировать относительно друг друга кристалл-анализатор и кристалл-фильтр, с помощью которых и были сняты кривые качания.

На рис. 2а приведена часть спектра (*Mo K*, *Mo K*), проходящего через фильтр пучка, когда кристалл-фильтр не находится в условии Брэгга и не подвергается влиянию температурного градиента.

При обеспечении на фильтре условия Брыта и полной переброски для Мо  $K_{a_i}$  рис. 26 на проходящем пучке исчезает  $K_{a_i}$  линия, так как фильтр тически полностью отражает интенсивность  $K_{a_i}$  линии в направление-48 отражения. Аналогичные результаты получены и для  $K_{\beta}$ ,  $K_{\sigma_1}$  линии излучением анодами W, Ag, Mo, Cu, что попадает в диапазон длин волн приблизительно от 0,2 до 1,6Å.

Получается полосовой избирательный фильтр, то есть появляется возможность из потока общего спектра удалять любую длину волны с незна-



Рис. 1. Схема эксперимента.

чительной энергетической областью, при этом остальная часть спектра мало изменяется (см. рис. 26).

Анализ проходящего через фильтр пучка проводился с помощью второго кристалла кварца Х-среза, находящегося в условии Брэгга для атом-



Рис. 2. Кривые качания анализатора в режиме полной переброски: а) когда рильтр не удовлетворяет условию Брэгга и не подвергается влиянию температурного градиента (сплошная ляния), б) когда фильтр находится в условии Брэгга и в режиме полной переброски для Мо Кол линия (пунктирная линия).

Рнс. 3. Изменения интенсивности дифрагированнного от анализатора пучка для (Mo FQ1), когда фильтр вращается вокруг вертикальной сси.

ных плоскостей (1011) в геометрии Лауэ, удовлетворяющего условию полной переброски. Кристалл-анализатор вращался со скоростью 1/16 град/ /мин, а скорость продвижения бумаги 1200 мм/час. Когда анализатор находится в условии Брэгга и полной переброски, а вращается фильтр вокруг вертикальной оси, то получаем картину, приведенную на рис. 3. Как видно из этого рисунка, при нахождении фильтра в отражающем положении при полной переброске интенсивность отраженного от анализатора пучка достигает минимума. Однако минимум не достигает нулевого уровия. Это видно из рис. 26, где фильтровали  $Mo K_{a_1}$  линии, тем не менее, его интенсивность не занулялась, так и из рис. 3, где при полной фильтрации минимум должен достичь до нулевого уровня.

Однако этого не происходит по ряду причин: возможно, что столики Дарвина для обоих кристаллов не равны, уширения угловой аппертуры падающего на первый кристалл пучка за счет взаимодействия края щели с рентгеновским излучением, после фильтра проходящий пучок фокусируется таким образом, что отражение от второго кристалла ни на одном интервале вблизи фильтрированной волны не равно нулю, также и неточной взаимной юстировки друг относительно друга фильтра и анализатора.

На рис. 26 видно, что кроме фильтрации  $Mo K_{s_1}$  линии имеет место и увеличение интенсивности тех линий спектра (в данном случае для  $Mo K_{a_2}$ ), для которых не обеспечено условие Брэгга на фильтре. Фактически при полной переброске линии имеет место уменьшение коэффициента поглощения для линии, которая не участвует в отражении на фильтре. Этот результат проверялся и для  $Mo K_3$  линии. В этом случае также получены подобные результаты.

# ЛИТЕРАТУРА

1. Мкртчян А. Р., Навасардян М. А., Мирзоян В. К. Письма в ЖТФ, 8, 677 (1982). 2. Мирзоян В. К. Кандидатская диссертация, Ереван, 1985.

# ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԸՆՏՐՈՂՈՒՆԱԿ ՖԻԼՏՐ ԼՐԻՎ ՎԵՐԱՄՂՄԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԻ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ

#### Ա. Ռ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Վ. Ղ. ՄԻՐԶՈՅԱՆ, Ա. Ն. ՆՈՐԵՅԱՆ

Օդաադարձելով ռենտգենյան մառագայթնան լրիվ վերամղման երևույթը ջերմային դրադիննտի կիրառման դեպքում ստացված է շերտավոր ընտրողունակ ֆիլար ռենագենյան ճառադայթնան մամար 0,2Å-1,6Å տիրույթում, երբ ընկնող փնջի անկյունային բացվածքը անդրադարձման մարթության մեջ փորր է քան ֆիլտրի անդրադարձնող մարթության Դարվինի մեղանի լայնությունը։ Ֆիլտրված շերտի լայնությունը մոտավորապես մավասար է ռենադենյան բնութադրական մառագայթման գծի լայնությանը։

Քանի որ որպես ֆիլտը օգտագործվում է կվազի բարակ կատարյալ միաբյուրեղ (լլ $t \sim 0.5$ որտեղ լլ-ն բյուրեղի գծային կլանման գործակիցն է տվյալ ալիքի համար, t-ն հաստու**អ**յունը), ապա այն անցնող հառագայիման սպեկտրի մեջ մեծ աղավաղում չի առաջացնում։

նշված պալմաններոմ ստացված է նաև բյուրեղի (ֆիլտրի) կլանման դործակցի փոթրացում առաջնային ուղղությամբ անցնող ալիջների համար։

# X-RAY SELECTIVE FILTER BASED ON THE EFFECT OF COMPLETE PUMPING

#### A. R. MKRTCHYAN, V. KH. MIRZOYAN, S. N.NOREYAN

Using the effect of complete pumping of X-rays under the action of temperature gradient, an X-ray selective band filter was obtained within the range of 0.2 Å-1.6 Å, when the angular aperture of the incident beam in the reflection plane is smaller than the width of Darvin table of the filter reflection plane. The filtered bandwidth is nearly equal to the X-ray characteristic bandwidth. When a perfect thin quarz monocrystal is used as a filter ( $\mu t \sim 0.5$ , where  $\mu$  is the linear absorption factor of the crystal for the given wave, t is the thickness), then it does not much distort the transmitted X-ray spectrum. Under the above conditions, a decrease of the absorption factor of the crystal (filter) for waves transmitting in the primary direction is also obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 1, 51-58 (1990).

УДК 621.383.4

# ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ С ГЛУБОКИМИ ЦЕНТРАМИ, ОБЛУЧЕННЫЕ ПОТОКАМИ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

#### В. М. АРУТЮНЯН, З. Н. АДАМЯН, Р. С. БАРСЕГЯН, Б. О. СЕМЕРДЖЯН

Ереванский государственный университет

#### Р. А. МЕЛКОНЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 5 января 1989 г.)

Проведены исследования характеристик фоторезисторов ( $\Phi P$ ) и инжекционных фотоднодов ( $И\Phi Д$ ) на основе Si < Ni >, Si < S > и Si < Zn >и их устойчивости к воздействию потока быстрых электронов с энергией 50 МаВ. Метод низкотемпературного отжига (НТО) совместно с рекомбинационно-стимулированным отжигом (РСО) был использован для удаления радиационных повреждений из примесных  $\Phi P$  и  $И\Phi Д$ .

Характеристики фотоэлектронных полупроводниковых приборов определяются их параметрами, которые, как известно, непосредственно связаны с параметрами полупроводникового материала, на основе которого изготовлен фотоприемник (ФП). Поэтому устойчивость фотоэлектрических свойств примесных ФР и ИФД в значительной степени определяется радиационной стойкостью полупроводникового материала. Интерес с точки зрения физики протекающих процессов дефектообразования представляет облучение быстрыми электронами. Этот вид радиации позволяет при хорошо контролируемых условиях вводить в кристалл простейшие дефекты важансии и междуузельные атомы. При энергии электронов  $E_e$ , превышающей 10 ÷ 15 МъВ, имеется конечная вероятность возникновения локаль-

# X-RAY SELECTIVE FILTER BASED ON THE EFFECT OF COMPLETE PUMPING

#### A. R. MKRTCHYAN, V. KH. MIRZOYAN, S. N.NOREYAN

Using the effect of complete pumping of X-rays under the action of temperature gradient, an X-ray selective band filter was obtained within the range of 0.2 Å-1.6 Å, when the angular aperture of the incident beam in the reflection plane is smaller than the width of Darvin table of the filter reflection plane. The filtered bandwidth is nearly equal to the X-ray characteristic bandwidth. When a perfect thin quarz monocrystal is used as a filter ( $\mu t \sim 0.5$ , where  $\mu$  is the linear absorption factor of the crystal for the given wave, t is the thickness), then it does not much distort the transmitted X-ray spectrum. Under the above conditions, a decrease of the absorption factor of the crystal (filter) for waves transmitting in the primary direction is also obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 1, 51-58 (1990).

УДК 621.383.4

# ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ С ГЛУБОКИМИ ЦЕНТРАМИ, ОБЛУЧЕННЫЕ ПОТОКАМИ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

#### В. М. АРУТЮНЯН, З. Н. АДАМЯН, Р. С. БАРСЕГЯН, Б. О. СЕМЕРДЖЯН

Ереванский государственный университет

#### Р. А. МЕЛКОНЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 5 января 1989 г.)

Проведены исследования характеристик фоторезисторов ( $\Phi P$ ) и инжекционных фотоднодов ( $И\Phi Д$ ) на основе Si < Ni >, Si < S > и Si < Zn >и их устойчивости к воздействию потока быстрых электронов с энергией 50 МаВ. Метод низкотемпературного отжига (НТО) совместно с рекомбинационно-стимулированным отжигом (РСО) был использован для удаления радиационных повреждений из примесных  $\Phi P$  и  $И\Phi Д$ .

Характеристики фотоэлектронных полупроводниковых приборов определяются их параметрами, которые, как известно, непосредственно связаны с параметрами полупроводникового материала, на основе которого изготовлен фотоприемник (ФП). Поэтому устойчивость фотоэлектрических свойств примесных ФР и ИФД в значительной степени определяется радиационной стойкостью полупроводникового материала. Интерес с точки зрения физики протекающих процессов дефектообразования представляет облучение быстрыми электронами. Этот вид радиации позволяет при хорошо контролируемых условиях вводить в кристалл простейшие дефекты важансии и междуузельные атомы. При энергии электронов  $E_e$ , превышающей 10 ÷ 15 МъВ, имеется конечная вероятность возникновения локального скопления дефектов. Глубина уровлей центров в запрещенной зоне  $E_g$  влияет на ход радиационных процессов, имеют место накопление и отжиг дефектов, примесные перестройки и др. Когда облучение ведется при комнатной температуре, эти дефекты не остаются на месте, они быстро мигрируют благодаря достаточно низкой энергии активации диффузий. Как правило, электрическую активность в *n*-кремнии имеют только центры акцепторного типа, в материале *p*-типа — только донорные центры [1—3].

Исходным материалом являлись кремниевые шайбы марки КДБ с проводимостью р-типа с удельным сопротивлением  $\rho =$ от 0,5 Ом см. до 7.104 Ом.см с толщиной 0,7÷0,9 мм, нарезанные по плоскости <111>. Для измерения эффекта Холла были изготовлены образцы с конфигурацией контактов Ван-дер-Пау. Измерения фотоэлектрических характеристик ФР и ИФД до и после облучения проводились по методикам, описанным в [4, 5]. С целью определения интегральной чувствительности в условиях регистрации слабого света использован источник с планковским распределением излучения. Планковский источник имел температуру 500 К. Излучение от него падало на ФП через механический модулятор с электромагнитным генератором опорного сигнала. Частотная характеристика и быстродействие ФП определялись методом введения сигнала молуляции в цепь ФП. Питание образцов осуществлялось с помощью батарей, напряженность приложенного к приемнику поля изменялась до 350 В.см-1. С целью устранения паразитного влияния емкости кабеля, входящего в криостат, использован предусилитель на полевом транзисторе с операционным усилителем. Входная емкость предусилителя была компенсирована (охвачена обратной связью), благодаря чему частотный днапазон предусилителя был расширен.

После усиления регистрировались полезный сигнал и шумы приемника, что необходимо для определения интегральной чувствительности и обнаружительной способности. Для испытания детектора был использован ИК коллиматор с черным телом, поддерживаемым при температуре 500 К. Главными частями двухзеркального коллиматора являются зеркальная оптика и планковский излучатель, расположенный в фокусе оптики. Коллиматор позволил точно обеспечить известную облученность.

Переменная составляющая облученности на образце была равна 2,8 мкВт·см<sup>-2</sup>.

С учетом коэффициента диффузии и растворимости S, Ni, Zn в кремнии нами был подобран такой режим термообработки, чтобы концентрация компенсирующей (N<sub>0</sub>) и мелкой (N<sub>A</sub>) примесей находились бы в следующем соотношении:  $N_D < N_4 < 2 N_D$ . Были получены компенсированный высокоомный кремний как p-, так и n-типа проводимости, из которого были изготовлены инжекционные ФП  $p^+$ -n-n<sup>+</sup> и  $p^+$ -p-n<sup>+</sup>-типа. Для изготовления ИФД и ФР необходимо было обеспечить осаждение диэлектрических масок на поверхности пластин. Максимальная концентрация электрически активных примесей, введенных в Si, составляла:  $S \approx 1 \cdot 10^{16}$ , Ni  $\approx 3 \cdot 10^{14}$ , Zn  $\approx 5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> [6].

Температурная зависимость холловской подвижности описывается уравнением Бардина—Шокли в широком диапазоне температур, что свидетельствует о том, что вплоть до температур ~ 200 К превалирует акустическое рассеяние. Концентрация *n*, полученная из температурной зависимости концентрации свободных носителей, которая была определена из измерений Холла и проводимости, описывается известной формулой

$$n = \sqrt{\frac{N_D \cdot N_c}{2}} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E}{2 \, k T}\right) \tag{1}$$

в температурном диапазоне 90 ÷ 280 К, при более низких температурах

$$n = \frac{1}{2} \cdot \frac{N_D \cdot N_e}{N_A} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E}{k T}\right),\tag{2}$$

тде  $N_D$  — концентрация электрически активных атомов серы;  $N_A$  — концентрация остаточных акцепторных состояний. Остальные обозначения обычные.

Облучение проводилось на линейном ускорителе при комнатной температуре. При этом энергия электронов составляла 50 МъВ, интегральный поток менялся от 4 · 10<sup>14</sup> до 3 · 10<sup>15</sup> см<sup>-2</sup>.

Проводимость образцов, содержащих разупорядоченные области. уменьшается после облучения, с одной стороны, вследствие образования потенциальных барьеров, окружающих разупорядоченные области [7], которые ограничивают ток основных носителей, т. е. уменьшается одновременно подвижность основных носителей, с другой стороны, из-за уменьшения концентрации свободных носителей вследствие захвата на глубокие центры, образованные облучением электронами. Важно отметить, что влияние поврежденных областей на измеряемую подвижность проявляется, с одной стороны, в виде поляризационного эффекта, обусловленного изменением во внешнем поле напряженности внутреннего электрического поля, действующего на основные носители, с другой — в виде электрического эффекта, проявляющегося в дополнительном рассеянии носителей в поле пространственного заряда, окружающем поврежденные области. Это влияние становится ощутимым при достаточно высокой концентрации поврежденных областей, когда длина свободного пробега носителей, связанная с механизмом рассеяния на этих областях, оказывается сравнимой с длиной свободного пробега, определяемой другими механизмами рассеяния.

Облучение кремния, легированного серой, уменьшает концентрацию электрически активных атомов серы, создающих уровни  $E_c - 0,18$  эВ. Концентрация  $N_D - N_A$  (имеется в виду концентрация электрически активных центров серы с уровнем  $E_c - 0,18$  зВ) уменьшается с увеличением потока электронов с энергией 50 МэВ.

При нагреве гантелеобразных образцов, изготовленных из n-Si < S > и облученных быстрыми электронами, происходит отжиг части дефектов. Зависимость доли неотожженных дефектов – f от изохронного отжига по 30 мин. показывлет резкий спад около 350°. От значения f, равного ~1 при 300°, он приближается к значению ~0,2 при 350°. Для ФР на основе p-Si < Zn > и p-Si < Ni > зависимость доли неотожженных дефектов отжига по 30 мин. также показала резкий спад около 460°. От значения f, равного ~1 при 350°, он приближается f, равного ~1 при 350°, от изохронного отжига по 30 мин. также показала резкий спад около 460°. От значения f, равного ~1 при 350°, он приблизился к значению ~0,25 при 400°.

Были проведены совместно НТО ( $T = 250^{\circ}$ ) и осуществляемый пропусканием через ИФД прямо смещающего тока (плотность тока используемого в этом случае была ~ 1 а/см<sup>2</sup>) РСО процессы (в течение ~ 30 мин). Это привело к уменьшению доли неотожженных дефектов f для n-Si<S>до ~ 0,3, для p-Si<Zn> до ~ 0,28 и для p-Si<Ni> до 0,31.

Прямые ветви семейства вольт-амперных характеристик (ВАХ) ИФД и ФР из n-Si < S > и p-Si < Zn > (T = 77 K) после облучения электронами (T = 300 K,  $\mathcal{O} = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ) уменьшают свой наклон вдвое. При проведении НТО и РСО процессов семейство кривых ВАХ облученных ИФД и ФР частично восстанавливается, а экспериментальные значения приближаются к ~ 80% своих первоначальных значений.

Радиационная стойкость ФП определяется степенью деградации значений удельной обнаружительной способности (УОС) —  $D_{\lambda}^*$ . Если  $D_{\lambda}^*$  ограничивается шумами фонового излучения (режим ОФ), для этого требуется, чтобы на параметры материала и конструкции фотонных приемников налагались следующие условия: 1.  $E_{возб} = h c/\lambda_p - yc$ ловие определяет спектральную характеристику; 2.  $\eta G^2 S \gg T_d(V)/q$  $\mathcal{D}_{\phi on}$  — условие обычно ограничивает максимальную рабочую температуру; 3.  $\eta G^2 RS \gg k T/q^2 \Phi_{\phi on} - \cdot$  условие позволяет приблизиться к режиму ОФ при температуре, определяемой условием 2; 4.  $\eta \rightarrow 1 - yc$ ловие позволяет получить предельное значение  $D_{\lambda}^*$  (режим ОФ), где  $\eta$  — квантовая эффективность;  $\mathcal{D}_{\phi on}$  — плотность потока фонового излучения;  $I_d(V)$  — зависящий от напряжения темновой ток; G — коэффициент фотоэлектрического усиления; R — темновое сопротивление при нулевом смещенин; S — площадь чувствительной площадки.

Время жизни неосновных носителей, а подвижность в меньшей степени, монотонно падает при облучении. Его уменьшение является в соответствии с (1—4) основной причиной наблюдаемого при облучении снижения обнаружительной способности у примесных фотосопротивлений.

Воздействие потока быстрых электронов на ИФД приводит к уменьшению подвижности и концентрации основных носителей, а также снижению времени жизни неосновных носителей в базе ИФД и увеличению времени пролета через базу, что в свою очередь, вызывает уменьшение коэффициента усиления эквивалентного ФР. При облучении быстрыми электронами ухудшаются также и инжекционные свойства перехода. *P-n*-переход в пределе становится высокоомным сопротивлением, лишенным выпрямляющих (инжектирующих) свойств [2].

В таблице даны основные прикладные характеристики ФР и ИФД на основе Si < Ni >, Si < Zn >, и Si < S >, работающих в примесной области спектра и при  $\lambda = 0,85$  мкм. В таблице:  $\Delta E$  — энергия термической ионизации;  $T_{BLTP}$  — температура, при которой интенсивность шумов в ФП, обусловленная флуктуациями излучения фона, равна интенсивности собственных (темновых) шумов ФП;  $\lambda_p$  — пиковая длина волны спектра фоточувствительности ФП при  $T_{BLTP}$ ,  $S_p$  максимальное значение абсолютной токовой чувствительности ФП,  $\theta$  — угол обзора на фон;  $\tau$  — быстродействие ФП [8]. Из измерений G оценено время жизни и коэфрициент безызлучательной рекомбинации — В (для  $Si < Ni > -2.10^{-7}$ ,  $Si < Zn > -6.10^{-7}$ ,  $Si < S > -9.10^{-8}$  см<sup>3</sup> с<sup>-1</sup>).

Низкоэнергетический край нормированных спектров относительной фоточувствительности, зарегистрированных при температуре 77 К и 102 К (Si < S >) до и после облучения ( $\Phi = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ ) —  $\lambda_c$ , смещается в длинноволновую сторону. Это, вероятно, связано с тем, что в запрещенной зоне образуются новые энергетические уровни (рис. 1).

Рис. 1. Спектры относительной фоточувствительности – S, зарегистрированные при температуре 77 К и 102 К (Si < S >) до и после облучения.  $\Phi = 3.10^{15}$ см<sup>-2</sup>.



Коротковолновой край смещается в обратную — высокоэнергетическую сторону спектра примесной фоточувствительности.

После облучения n - Si < S > электронами с дозой  $\Phi = 3 \cdot 10^{15}$ см<sup>-2</sup> величины абсолютных значений  $D_{p}$  (Т) и  $S_{0}$  (Т) резко уменьшаются, а  $\Phi\Pi$  уже не может работать в режиме ограничения фоном (ОФ) при  $\theta = 40^{0}$  [8,9]. Ол будег работать в режиме ОФ при  $\theta = 45^{0}$ , т. е. при большом уровне фона —  $\Phi_{\Phi^{11}}$  (рис. 2).

Рис. 2. Экспериментальные значения температурной зависимости УОС- $D_p^*$  и фоточувствительности- $S_p$  типичного образца с максимальной  $D_p^*$  (Si<S>) до и после облучения.  $\Phi = 3.10^{15}$  см<sup>-2</sup>



Температурный спад максимального значения токовой чувствительности вследствие облучения электронами наступает при меньших температурах, чем до облучения. Температура *Т*<sub>BLIP</sub> перехода в режим ОФ также уменьшается и достигает 79 К.

Частотная зависимость УОС и чувствительности детектора на основе Si < S > до и после облучения электронами при дозе  $\Phi =$  $3 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup> изменяется в сторону уменьшения критической частоты  $f_c$  ( $f_c$  — частота, при которой значение частотно-зависимой характеристики ФП уменьшается в 2 раза). Дозовые зависимости  $D_p^*$  и  $S_p^*$ ФР на основе n - Si < S >, p - Si < Ni > n p - Si < Zn > (рис. 3.),



Рис 3. Зависимость УОС ФР (в примесной области спектра) –  $D_p^{*}$  на основе Si < S > -1; Si < Ni > -2; Si < Zn > 3. от дозы облучения быстрыми электронами.

как и следовало ожидать, плавно спадают к меньшим значениям. Быстродействие т также уменьшается. Так как эти ФП-высокоомные  $(R \sim 10^9 \text{ O}_{M})$ , а нагрузочные сопротивления того же порядка, то быстродействие определяется входной емкостью предусилителя и сопротивлением нагрузки ФР. После облучения сопротивление ФР увеличивается, что приводит к падению быстродействия ФП. Дозовые значения  $D_p^{\sigma}$  и  $S_p^{\sigma}$  (при  $h_p = 0.95$  мкм), как и в примесной обла сти, плавно спадают к меньшим значениям. Быстродействие т из-за увеличения сопротивления базы ИФД также уменьшается.

Эначения токовых чувствительностей (при T = 77 К) уменьшаются, причем это изменение у ИФД намного больше, чем у ФР. Это явление обусловлено механизмом инжекционного усиления. Фотоэлектрическое усиление ИФД на основе  $n - Si < S > в \tau_p/t_p$  раз больше [10, 11] коэффициентов фотоэлектрического усиления сопряженного

T rank - the .

 $\Phi P$ , а отношения  $\tau_p/t_p$ , как и  $\tau_n/t_n$  очень чувствительны к облучению быстрыми электронами.

ФР на основе p-Si<Zn> после облучения электронами с дозой Ф =  $3 \cdot 10^{15}$  см<sup>-2</sup> и энергией 50 МэВ также ухудшает свои детектирующие свойства. ФП уже не может работать в режиме ОФ с углом зрения на фон 30°. Чтобы все же он работал в режиме ОФ, необходимо раскрыть поле зрения ФП, т. е. увеличить интенсивность флуктуаций фона. УОС ФР и

Детекторы	∆E (M∋B)	7.р (мкм)	).c (MRM)	(%)	<i>Sp</i> (А/Вт)	(K)	: (мксек)	$D_{p.10}^{*}$ $10^{-10}$ (cm $\Gamma g^{1/2} Br^{-1}$ )
SI <s>/u</s>	180	5,5	8	15	0,8/1450	85/17	20/80	5,15/3,1
Si <zn>/u</zn>	310	2,5	4	21	0.2/1210	110/90	200/500	2,0/190
Si <ni>/u</ni>	220 '	4,9	7,2	17	0,3/1290	95/88	2/37	8,5/6,8
Si <nt>/u</nt>	14	0.95	Parts .	1.4.1	1700	77	1.1	70
Si <zn>/u</zn>		0,95			1920	100	10000	75
`St <s>/u</s>	00,7	0,95		and the late	1810	. 77	300	85

ИФД при облучении с  $\Phi = 10^{15}$  см<sup>-2</sup> уменьшается вдвое.

Температура *Т*<sub>BLIP</sub> перехода в режим ОФ уменьшается и достигает значения 98 К.

Спад максимального значения токовой чувствительности наступает при более низкой температуре, чем до облучения.

После облучения образцов критическая частота ( $f_c \approx 10^5 \, \Gamma_{\rm II}$ ) частотной зависимости максимального значения УОС и чувствительности детектора на основе p-Si < Zn > уменьшается в два раза.

Под действием облучения быстрыми электронами ( $\Phi = 3 \cdot 10^{15} \text{ сm}^{-2}$ ) чувствительность в собственной области спектра поглощения ИФД уменьшается в 1,5 раза больше, чем в примесной. Как и в случае  $\Phi P$ —форма спектра примесной фоточувствительности ИФД расширяется, а максимум слегка смещается в длинноволновую сторону.

Применение НТО РСО процесса с целью восстановления первоначальных пороговых характеристик ФР на основе Si < Ni >, Si < S > и Si < Zn > привело к восстановлению УОС до 50% своего значения до облучения.

Сравнение пороговых характеристик ИФД не основе Si < Ni >, Si < S > и Si < Zn >, зарегистрированных после НТО и без РСО — процесса, показало, что РСО процесс эффективен в вопросе восстановления первоначальных пороговых характеристик ИФД. УОС ИФД восстанавливается до ~70% своего значения до облучения.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1. Фотоприемники видимого и ИК диапазонов. Под ред. Р. Дж. Киеса. Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1985, 328 с.
- 2. Вавилов В. С., Ухин Н. А. Раднационные дефекты в полупроводниковых приборах. М.: Атомиздат, 1969, 320 с.
- 3. Милис А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. Пер. с англ. М.: Мир. 1975, 564 с.

the work of

- Арутюнян В. М., Барсезян Р. С., Семерджян Б. О. Физика, Межвузовский сб. научных тр. Неравновесные процессы в п/п. Ереван: Изд. ЕГУ, 7, 5, 1987.
- 5. Семерджян Б. О. Молодой научный сотрудник. Ереван: Изд. ЕГУ, 2, 111 (1982).
- 6. Арутюнян В. М. Генерационно-рекомбинационные эффекты и двойная инжекция в полупроводниках. Ереван: Изд. АН АрмССР, 1977, 324 с.
- 7. Емцев В. В., Машовец Т. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. Под ред. С. М. Рывкина. М.: Радно и связь, 1981, 248 с.
- Полупроводниковые фотоприемники. Под ред. В. И. Стафеева. М.: Радно и связь. 1984, 216 с.
- 9. Гарин Б. М., Стафеев В. И. Физика и техника полупроводников, 6, 78 (1972).
- 10. Harutunyan V. M. et al. Infrared Physics, 26, 267 (1986).
- 11. Аругюнян В. М., Барсегян Р. С., Семерджян Б. О. Физика и техника полупроволников, 18, 2236 (1985).

# ԱՐԱԳ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՓՆՋԵՐՈՎ ՃԱՌԱԳԱՑԹՎԱԾ ԽՈՐԸ ՄԱԿԱՐԴԱԿՆԵ<mark>ՐՈՎ</mark> ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԵ ՖՈՏՈՉԳԱՅՈՒՆ ՍՏՐՈՒԿՏՈՒՐԱՆԵՐ

#### ч. Г. 24ГЛЕРЗЛЕТСКИ, 2. Т. ИТИГЗИТ, В. U. РИГИБЛЗИТ, Р. О. ИБГБРДЗИТ, В. О. ГБЦЯЛТЗИТ

Հետաղոտվել են սիլիցումե (Si<Ni>, Si<S> և Si<Zn>) ֆոտոդիմագրունյունների (ՖԴ) և ինժեկցիոն (ԻՖԴ) ֆոտոդիոդների ընունագրերը և նրանց կայունունյունը 50 ՄԵՎ էներգիայով արադ էլնկտրոնների փնչի ազդեցունյան տակ։ Խառնորդային ՖԴ և ԻՖԴ-ում ռադիացիոն վեասվածըների հեռացման համար օգտագործգած են ցածր չերմաստիճանային նրծման և վերամիավորումով դրդված նրծման մենոդներ։

# PHOTOSENSITIVE STRUCTURES ON THE BASIS OF SILICON WITH DEEP CENTERS IRRADIATED WITH FAST ELECTRONS FLUXES

#### V. M. HARUTYUNYAN, Z. N. ADAMYAN, R. S. BARSEGYAN, B. O. SEMERDYIAN

Characteristics of photoresistors (PR) and injection photodiodes (IPD) on the basis of Si < Ni >, Si < S > and Si < Zn > and their stability at the irradiation with 50 MeV electron were investigated. The method of low temperature annealing together with recombination stimulated annealing was used for the extraction of radiation damages in impurity PR and IPD.

# сизчичит иис чьольваньтьре ичиченные SGQG4U4РГ БРДР4Ц ИЗВЕСТИЯ академии наук армянской сср ФИЗИКА

ISSN 0002-9088

# СОДЕРЖАНИЕ

А. Л. Голендухин, И. И. Даниленко, А. П. Казарян, Ж. В. Манукян, А. М. Сирунян. Расчет эксперимента типа G и H по фото-	
рождению д <sup>о</sup> -мезонов на поляризованных протонах	3
Г. Г. Трибунян. О зонах электромагнитного поля излучающих рас-	44
крывов А. Ц. Аматини, Э. В. Сехпосян, С. С. Элбакян. Нелинейные кильва-	- FI
терные волны в плазме с подвижными ионами	18
С. М. Дарбинян, К. А. Испирян. Ускорение движущихся атомов в	24
потоке рентгеновского излучения	<b>4</b> 4
рентгеновских лучей в методе стоячих рентгеновских воли	29
А. Г. Алексанян, Н. С. Арамян, Р. К. Казарян. Определение неко-	
торых параметров базы полупроводнякового днода из измерений импеданся, днода пон пооравольных моориях инжемиях	36
А. Д. Гёзалян, В. И. Гоманьков, В. Г. Федотов. Влияние легирова-	1
ния на сверхструктуру Ni <sub>3</sub> Fe в высоконикелевых пермаллоях	42
А. Р. МКртчян, В. К. Мирзоян, С. Н. Нореян. Избирательный	
переброски.	47
В. М. Арутюнян, З. Н. Аламян, Р. С. Барсегян, Б. О. Семерджян.	
Фоточувствительные структуры на основе кремния с глубоки-	= 4
ми центрами, оолученные потоками оыстрых электронов Всиманию авторов! Всесоюзное агентство по авторским поэвам	21
(ВААП)	59

Том 25 Выпуск 1 1990

#### ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՑՈՒՆ

υ.	Ļ.	Գոլենդույսին, Ի. Ի. Դանիլենկո, Հ. Պ. Ղազարյան Ժ. Վ. Մանուկյան Ա. Մ. Սի-	
		rnigma. Aubnugilus upnunbubph inu no-ubanbubph hnunsudub G u H unhuh	
		գիտափորձի հաշվարկը	3
۹.	۹.	Srppniljul. Zunwawifing pugeludeboph tibhunpud uabhumhub quiguh andubbph	
		<i>մասի</i> ն	11
D	8.	Ամատունի, U. U. էլբակյան, Է. Վ. Սեղբոսյան. Ոլ գծային կիլվատերային ալիթ-	
		ները շարժուն իրններով պլազմալում	18
υ.	υ.	Purphajua, 4. U. bauphryua. Tupding umadubph upuqugade abunghujub su-	
		nunu Buu hishnul	24
U.,	4.	bamime, ymbanie mihobenh deffenned nebingebijwe Sunmamiffebnh nesnulohmih	
		մորիֆիկացված դինամիկական տեսություն	29
U.	۹.	Uibfumajua, b. U. Urudjua, A. Q. Ququrjua. 4huusunnnauihu abaah punu-	
		ւն մե օանն աաղամետրերն որողումը կամալական հնժենրեայն ռեժեմում դերոն	
		the temperature and temperature and the temperature and te	36
	0	Anomenie u h Animbhud, 4. 9. Shnund, Ibahanuth manhanifimina Ni Fo	
0	ň.	Finden june, 4. 1. internation of a state of the second state of t	19
	•	Rename 1 0 IPhogome IL & Inching Attention Summer Adult in	- 24
0	ır.	ogranitation of the second of	17
	117	panantanų ppimp inpų uppmuų unu apanipanip spana ųpm	*1
٦.	U	. zurnipjniajua, g. o. oliuaijua, n. o. rurabijua, r. o. obubrejua,	
		IP. U. Ublinaima. Chma flagmannand angabud smumamikilme maha nanda nandani-	
		ներով սիլիցիումն ֆոտողդայուն կառուցվածքներ	51

Техн. редактор Азизбекян Л. А.

Сдано в набор 22. 12. 89 г. Подписано к печати 7. 05. 90 г. ВФ 03557. Формат 70×108<sup>1</sup>/16. Бумага № 1, «сыктывкарская», Плоская печать. Печ. лист. 3,75. Усл. печ. лист. 5,25. Усл. кр. отт.—5,08. Учет.-изд. 4,1. Тираж 445. Заказ 688. Издат. 7757. Цена 65 коп.

Адрес редакции: 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г, II эт., 1 к.

Иадательство Академии наук АрмССР, 375019, Ереван-19, пр. Маршала Баграмяна, 24. Типография Издательства АН Армянской ССР, Ереван-19, пр. Маршала Баграмяна, 24.