

ՀԱՍՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿԱ
ФИЗИКА

1984

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

ԽՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒԵԳԻԱ

Ա. Յ. Ամառունի, Վ. Մ. Հաբարյանյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղափրյան (պատասխանատու խմբագիր), Ռ. Մ. Մադիրբեյան, Ա. Ռ. Մկրտչյան, Մ. Ն. Մովսիսյան, Յու. Գ. Շանեղաբյան (պատասխանատու ֆարմազար), Է. Գ. Շաբաբյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սանակյան,
Հ. Հ. Վաղդանյան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

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

УДК 538.56;539.12

РЕНТГЕНОВСКОЕ ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ
В СЛУЧАЕ ТЕЛ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ

М. А. АГИНЯН, А. С. АМБАРЦУМЯН, ЯН ШИ

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 29 июля 1983 г.)

Исследованы угловое и частотное распределения интенсивности рентгеновского переходного излучения (РПИ), образуемого в телах конечных размеров. Уточнен критерий применимости теории возмущений. Рассмотрено образование РПИ на вакансионных порах в кристаллах.

Рентгеновское переходное излучение, образуемое при взаимодействии релятивистских заряженных частиц с малыми телами, было исследовано в работах [1—4]. В работе [5] было рассмотрено РПИ на дефектах кристаллической решетки твердого тела — вакансионных порах — с точки зрения его использования для исследования вакансионной структуры твердых тел.

В настоящей работе более подробно, чем в [4], исследованы угловое и частотное распределения интенсивности РПИ, образуемого частицей на аксиально-симметричных неоднородностях малых размеров. В качестве неоднородностей рассмотрены как тела, расположенные в вакууме, так и вакуумные поры в среде. Проведено сравнение полученных результатов с оценками работы [5].

1. Исходные формулы

Будем полагать, что диэлектрическая проницаемость среды в рассматриваемой области частот определяется формулой

$$\epsilon(\omega) = 1 - \omega_0^2/\omega^2 \quad (1)$$

(ω — частота излучения, ω_0 — плазменная частота вещества) и, кроме того, выполняется условие применимости теории возмущений [6] (см. также [2])

$$\omega_0^2 \alpha_z / \omega c \ll 1 \quad (2)$$

(α_z — продольный размер неоднородности). Отметим, что условие (2), будучи достаточным, не является необходимым. Если поперечные размеры неоднородности малы, то теория возмущений может быть применимой и без выполнения (2) (подробно см. ниже, п. 4).

Рассмотрим два случая: когда траектория частицы совпадает с осью симметрии неоднородности (центральное столкновение) и когда траектория проходит вне тела параллельно его оси симметрии (нецентральный

столкновение). Соответствующие частотно-угловые распределения имеют вид (ср. с формулами (15), (16) работы [2]):

$$W^c(\omega, \vartheta) = \frac{e^2}{2\pi c} \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^4 \frac{(1 - \varepsilon\beta^2)}{\varepsilon^3} |P^c|^2 \cos^2 \vartheta \sin \vartheta, \quad (3)$$

$$W^{nc}(\omega, \vartheta, \varphi) = \frac{e^2}{(2\pi)^2 c} \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^4 \frac{(1 - \varepsilon\beta^2)}{\varepsilon^3} [K_1(\chi\rho_0)]^2 \times \\ \times |P^{nc}|^2 (1 - \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi), \quad (4)$$

где

$$P^c = \frac{\omega^2}{v^2} \int_0^{a_\perp} p(\rho, \lambda) J_1(\kappa\rho) K_1(\chi\rho) \rho d\rho, \quad (5)$$

$$P^{nc} = \frac{\omega^2}{v^2} \int_0^{a_\perp} p(\rho, \lambda) J_0(\kappa\rho) \rho d\rho, \quad (6)$$

$$p(\rho, \lambda) = \frac{\omega}{v} \int_{-a_z}^{a_z} \exp[i(\omega/v - \lambda)z] dz, \quad (7)$$

$$\lambda = (\sqrt{\varepsilon}\omega/c) \cos \vartheta, \quad \chi = \omega(1 - \varepsilon\beta^2)^{1/2}/v, \quad \kappa = (\sqrt{\varepsilon}\omega/c) \sin \vartheta,$$

v — скорость заряда, $\beta = v/c$, J_0 , J_1 и K_1 — функции Бесселя и Макдональда, ϑ и φ — полярный и азимутальный углы излучения, ρ_0 — прицельный параметр при нецентральной столкновении, $a_\perp$ — поперечный размер неоднородности. Формулы (3)–(7) приведены для случая вакуумной поры в среде. В случае тела в вакууме необходимо в этих формулах заменить ε на 1.

Предположим, что как продольный, так и поперечный размеры неоднородности намного больше длины волны генерируемого излучения:

$$a_z \gg c/\omega, \quad a_\perp \gg c/\omega. \quad (8)$$

Тогда в частотно-угловых распределениях (3) и (4) определяющую роль играют малые углы ϑ из-за наличия функций $J_1(\kappa\rho)$ и $J_0(\kappa\rho)$ в выражениях (5) и (6) и функции $\exp[i(\omega/v - \lambda)z]$ в выражении (7). После интегрирования по ρ и z в формулах (5), (6) и (7) будем иметь [2, 4]

$$P^c = p \frac{x_1/x_2 + x_1 J_2(x_1) K_1(x_2) - x_2 J_1(x_1) K_2(x_2)}{1 - \beta^2 \varepsilon \cos \vartheta}, \quad (9)$$

$$P^{nc} = p \frac{x_1 J_1(x_1)}{\varepsilon \sin^2 \vartheta}, \quad (10)$$

$$p = \frac{2 \sin[(\omega a_z/v)(1 - \beta \sqrt{\varepsilon} \cos \vartheta)]}{1 - \beta \sqrt{\varepsilon} \cos \vartheta}, \quad (11)$$

где $x_1 = \kappa a_\perp$, $x_2 = \chi a_\perp$.

2. Анализ угловых распределений и частотных спектров

Дальнейшее рассмотрение целесообразно проводить в двух предельных случаях: когда аргумент функций K_1 и K_2 в выражении (9) велик и когда этот аргумент мал.

Пусть $x_2 \gg 1$, т. е.

$$\alpha_{\perp} \gg (c/\omega) (1 - \beta^2)^{-1/2}. \quad (12)$$

Тогда излучение при нецентральной столкновении экспоненциально мало из-за большой величины аргумента функции K_1 в (4). Для центрального столкновения это условие означает, что «радиус действия» поля мал по сравнению с поперечным размером объекта, и приводит к подробно исследованному ранее случаю пластины в вакууме (или вакуумного отсека в веществе) [7] (см. также [4]).

Пусть теперь аргументы функций K_1 и K_2 в (9) малы, т. е.

$$\alpha_{\perp} \ll (c/\omega) (1 - \beta^2)^{-1/2}. \quad (13)$$

Последующий анализ частотно-угловых распределений (3) и (4) проведем для тела в вакууме (во всех формулах (3)–(13) ε заменяется на 1), поскольку, как это показано ниже, для вакуумной поры в веществе качественная картина остается такой же.

Как известно, угловое распределение РПИ, образуемого на неоднородностях, имеющих неограниченные поперечные размеры (на границах раздела сред, на пластине и т. д.), имеет характерный максимум при $\sim \gamma^{-1}$ ($\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ — лоренц-фактор частицы) благодаря наличию в соответствующих формулах знаменателя $1 - \beta \cos \vartheta$. Аналогичные знаменатели имеются и в (9), и в (11). Однако оказывается, что в случае ограниченных неоднородностей максимум в угловом распределении определяется также и поперечными размерами.

Введем углы

$$\vartheta_1 = (2c/\omega a_z)^{1/2}, \quad \vartheta_2 = c/\omega a_{\perp}, \quad (14)$$

определяющие соответственно аргументы синуса в выражении (11) и функций Бесселя в (9), (10). Из (13) ($\varepsilon = 1$) следует, что $\gamma^{-1} \ll \vartheta_2$. В случае $\gamma^{-1} \gtrsim \vartheta_1$ интенсивность РПИ пренебрежимо мала (см., например, [4]). Если же $\gamma^{-1} \ll \vartheta_1$, то результат зависит от соотношения углов ϑ_1 и ϑ_2 .

1. Пусть $\vartheta_2 < \vartheta_1$, т. е.

$$a_z < 2\omega a_{\perp}^2/c. \quad (15)$$

Разлагая величины (9)–(11) в интервале углов $\vartheta < \vartheta_2 < \vartheta_1$, имеем

$$P^c = \frac{\omega a_z}{v} \left(\frac{\omega a_{\perp}}{c} \right)^2 \frac{\gamma \vartheta}{2}, \quad P^{nc} = \frac{\omega a_z}{v} \left(\frac{\omega a_{\perp}}{c} \right)^2. \quad (16)$$

Поэтому в этом интервале углов

$$W^c(\omega, \vartheta) = \frac{e^2}{8\pi c^7} \omega_0^4 \omega^2 a_z^2 a_{\perp}^4 \vartheta^3, \quad (17)$$

$$W^{nc}(\omega, \vartheta) = \frac{e^2}{2\pi c^5} \omega_0^4 a_z^2 a_{\perp}^4 \frac{\vartheta}{\rho_0^3}. \quad (18)$$

Из (17) и (18) следует, что при $\vartheta \sim \gamma^{-1} \ll \vartheta_2$ величины $W^c(\omega, \vartheta)$ и $W^{nc}(\omega, \vartheta)$ не имеют максимумов. При угле излучения порядка ϑ_2 или больше x_1 есть величина порядка единицы или больше и из-за функций Бесселя в (9) и (10) величины $W^c(\omega, \vartheta)$ и $W^{nc}(\omega, \vartheta)$ будут иметь ряд максимумов и минимумов, обусловленных интерференцией на границах цилиндрического тела в поперечных направлениях («краях»). При увеличении угла ϑ до значения ϑ_1 или больше появляются также экстремумы, обусловленные интерференцией на границах тела в продольном направлении («торцах»). Когда ϑ_1 и ϑ_2 отличаются друг от друга незначительно, указанные два типа интерференции смешиваются и их невозможно отделить [4].

Первые максимумы ϑ_0 в угловых спектрах излучений приходятся на углы порядка $c/\omega a_\perp$:

$$\vartheta_0^c \approx 3,8c/\omega a_\perp, \quad \vartheta_0^{nc} \approx 1,8c/\omega a_\perp. \quad (19)$$

При дальнейшем увеличении угла излучения до значений $\vartheta \gg \vartheta_1$ функциями Бесселя в $|P_c|^2$ (формула (9)) можно пренебречь, в $|P^{nc}|^2$ (формула (10)) — заменить их квадрат на постоянную C_0 — максимальное значение функции J_1^2 , а квадрат синуса в величине ρ^2 (формула (11)) — заменить на $1/2$. После интегрирования (3), (4) по углам ϑ и φ соответственно в пределах от 0 до $\pi/2$ и от 0 до 2π получаем следующие выражения для частотных спектров излучения $W^c(\omega)$ и $W^{nc}(\omega)$:

$$W^c(\omega) \approx \frac{e^2}{\pi c^3} \frac{\omega_0^4}{\omega^2} a_z^2 \left[\ln \frac{\omega a_\perp^2}{c a_z} + C_1 \right], \quad (20)$$

$$W^{nc}(\omega) \approx \frac{e^2}{\pi c^3} \frac{\omega_0^4}{\omega^2} \left(\frac{a_\perp}{\rho_0} \right)^2 a_z^2 C_0 \left[\ln \frac{\omega a_\perp^2}{c a_z} + C_2 \right] \quad (21)$$

(C_1, C_2 — числа порядка единицы).

2. Пусть теперь $\vartheta_1 < \vartheta_2$, т. е.

$$a_z > 2\omega a_\perp^2/c. \quad (22)$$

Анализ угловых распределений $W^c(\omega, \vartheta)$ и $W^{nc}(\omega, \vartheta)$ проводится аналогично предыдущему случаю. Разница лишь в том, что теперь группа экстремумов, обусловленных интерференцией на «торцах» тела, находится левее (при меньших углах) группы экстремумов, обусловленных интерференцией на «краях» тела. Главные максимумы теперь приходятся на углы ϑ_0 порядка $(c/\omega a_z)^{1/2}$:

$$\vartheta_0^c \approx \vartheta_0^{nc} \approx (c/\omega a_z)^{1/2}. \quad (23)$$

Оценка спектральной интенсивности РПИ дает:

$$W^c(\omega) \approx \frac{e^2}{\pi c^5} \omega_0^4 a_\perp^4 \left[\frac{1}{8} \ln \frac{c a_z}{\omega a_\perp^2} + C_3 \right], \quad (24)$$

$$W^{nc}(\omega) \approx \frac{3}{4} \frac{e^2}{\pi c^4} \frac{\omega_0^4}{\omega} \frac{a_\perp^4}{\rho_0^2} a_z, \quad (25)$$

где C_3 — число порядка единицы.

3. Численный расчет

Проведенный выше анализ углового распределения интенсивности РПИ проиллюстрирован нами численным расчетом (рис. 1 и 2) для различных значений a_z и $a_{\perp}$ с использованием формул (3), (4), (9)–(11). Положения первых максимумов хорошо согласуются с оценками по формулам (19) и (23). Таким образом, главные максимумы в угловых рас-

пределениях РПИ при выполнении условия (13) действительно приходятся не на углы порядка γ^{-1} , а определяются интерференцией на границах тел, а именно, меньшим из углов ϑ_1 и ϑ_2 . Наличие интерферен-

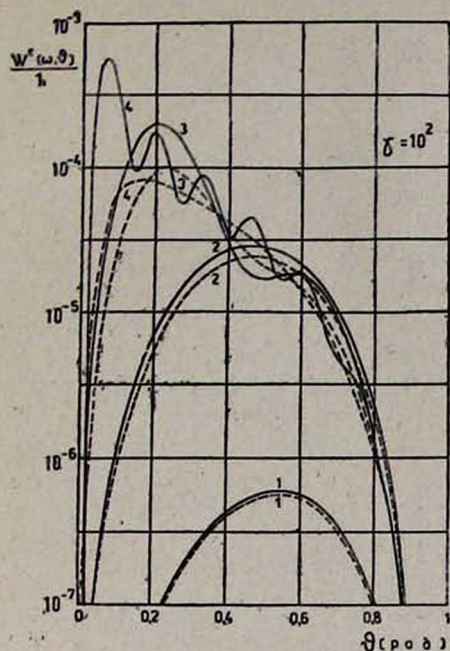


Рис. 1.

Рис. 1. Частотно-угловое распределение интенсивности излучения для центрального столкновения при $a_z = 10^{-2}$ мкм: сплошные кривые — тело в вакууме, штриховые — вакуумная пора в среде (кривые 1 — $a_{\perp} = 10^{-3}$, 2 — $3,2 \cdot 10^{-3}$, 3 — 10^{-2} , 4 — $3,2 \cdot 10^{-2}$ мкм; $\hbar\omega = 3,2 \cdot 10^{-1}$ кэВ).

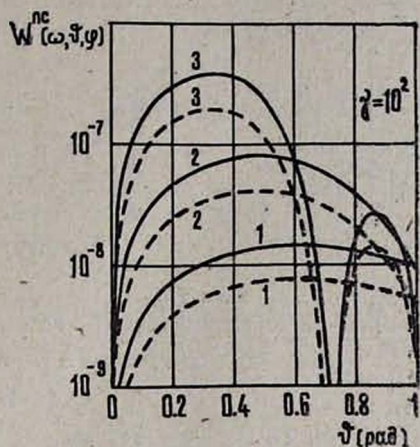


Рис. 2.

Рис. 2. То же, что на рис. 1, для нецентрального столкновения при $a_{\perp} = 10^{-3}$ мкм: кривые 1 — $a_z = 2,5 \cdot 10^{-3}$, 2 — $6,3 \cdot 10^{-3}$, 3 — $1,6 \cdot 10^{-2}$ мкм; $\rho_0 = 5 \cdot 10^{-3}$ мкм.

сионных экстремумов при углах порядка ϑ_1 и ϑ_2 хорошо известно также в теории дифракции света на тонких клиньях и круглых отверстиях или экранах (см., например, [8]).

Путем численного интегрирования $W^c(\omega, \vartheta)$ и $W^{nc}(\omega, \vartheta)$ по углам излучения получены частотные спектры интенсивности $W^c(\omega)$ и $W^{nc}(\omega)$ (рис. 3, 4) при различных значениях $a_{\perp}$. Если в случае нецентрального столкновения спектр носит монотонный характер, то в случае центрального столкновения он может быть немонотонным со слабым максимумом при $\omega \sim c\gamma/a_{\perp}$. На рис. 5 приведены кривые зависимости частотной интенсивности РПИ в случае центрального столкновения от величины $a_{\perp}$ при некоторых фиксированных частотах. Как следует из этого рисунка, при выполнении условий (13) и (22) величина $W^c(\omega)$ пропорциональна $a_{\perp}^4$ (формула (24)), затем в соответствии с (20) зависимость

становится логарифмической, если выполняются условия (13) и (15). При $a_{\perp} \sim c\gamma/\omega$ из-за наличия функций Бесселя в (9) зависимость $W^c(\omega)$ от $a_{\perp}$ становится немонотонной. Наконец, при дальнейшем росте $a_{\perp}$, когда удовлетворяется условие (12), $W^c(\omega)$ вообще перестает зависеть от $a_{\perp}$ и определяется формулой для интенсивности РПИ от тонкой пластины (см. [6]). Зависимость $W^{nc}(\omega)$ от $a_{\perp}$ при фиксированной частоте является, как правило, мо-

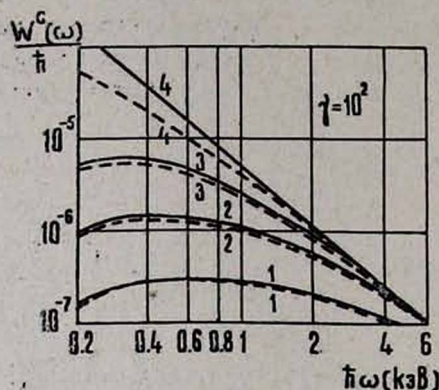


Рис. 3.

Рис. 3. Частотный спектр излучения для центрального столкновения при $a_z = 10^{-2}$ мкм: кривые 1 — $a_{\perp} = 10^{-3}$, 2 — $1,6 \cdot 10^{-3}$, 3 — $2,5 \cdot 10^{-3}$, 4 — 10^{-1} мкм.

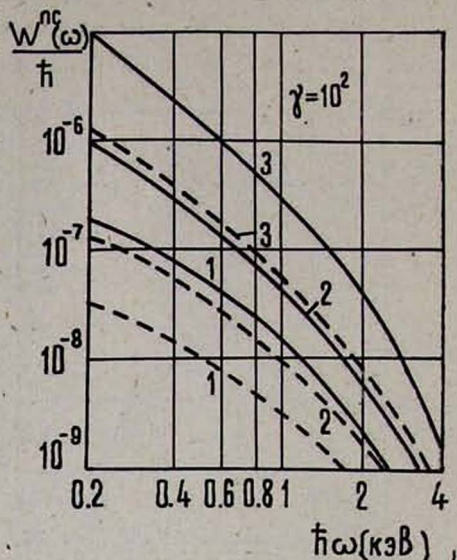


Рис. 4.

Рис. 4. То же, что на рис. 3, для нецентрального столкновения при $a_{\perp} = 10^{-2}$ мкм: кривые 1 — $a_z = 1,6 \cdot 10^{-3}$, 2 — $2,5 \cdot 10^{-3}$, 3 — $6,3 \cdot 10^{-3}$ мкм; $\rho_0 = 10^{-2}$ мкм.

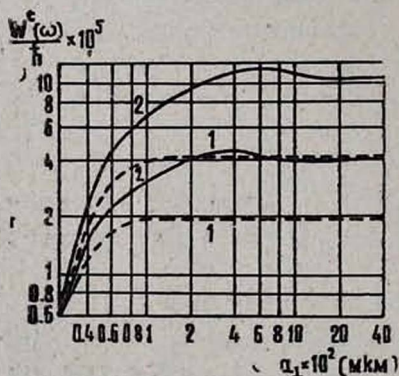


Рис. 5. Зависимость частотного спектра излучения при центральном столкновении от $a_{\perp}$ при $\gamma = 10^2$, $a_z = 10^{-2}$ мкм: кривые, 1 — $\hbar\omega = 0,4$, 2 — $0,25$ кэВ.

нотонной. Что касается зависимостей $W^c(\omega)$ и $W^{nc}(\omega)$ от γ , то при $\gamma \ll (\omega a_z / 2c)^{1/2}$ спектральные интенсивности малы и растут пропорционально γ^4 , становясь затем логарифмически зависящими от γ , пока $\gamma < \omega a_{\perp} / c$. При дальнейшем росте γ спектральные интенсивности вообще перестают зависеть от γ . После интегрирования $W^c(\omega)$ и $W^{nc}(\omega)$ по ω в широких пределах полные интенсивности оказываются очень слабо зависящими от γ .

4. Критерий применимости теории возмущений

Условие (2) применимости теории возмущений было получено, строго говоря, в случае бесконечных поперечных размеров тела [6]. Физически ясно, что при выполнении указанного условия теория возмущений применима и для тела с конечными поперечными размерами. Естественно поставить вопрос, применима ли теория возмущений, когда продольный размер тела не удовлетворяет условию (2), но поперечные размеры тела малы? Рассмотрим предельный случай бесконечно длинного цилиндрического тела ($a_z \rightarrow \infty$). При этом будем предполагать, что величина $a_\perp$ намного меньше «радиуса» поля заряда:

$$\sqrt{\gamma^{-2} + \omega_0^2/\omega^2} \omega a_\perp / c \ll 1 \quad (26)$$

(в случае вакуумного канала в среде) или

$$a_\perp \omega / c \gamma \ll 1 \quad (27)$$

(в случае материального тела в вакууме).

Из уравнения (1) работы [2] следует, что асимптотическое выражение для $E_{\text{рас}}^{(1)}(r, \omega)$ вдали от тела ($\rho \gg a_\perp$) в первом приближении теории возмущений с учетом (26) или (27) имеет вид:

$$E_{\text{рас}}^{(1)}(r, \omega) = \mp \frac{e}{\pi} \frac{\omega_0^2}{\omega^3} \left(\frac{a_\perp}{2} \right)^2 \exp(i\omega z/v) \left[K_1(\chi\rho) e_\rho + \frac{v\chi}{i\omega} K_0(\chi\rho) e_z \right] \quad (28)$$

($r = \rho e_\rho + z e_z$, где e_z, e_ρ — единичные векторы, направленные соответственно вдоль и поперек оси цилиндра). Знаки $\mp$ соответствуют случаям тела в вакууме и вакуумной поры в среде. Во втором приближении теории возмущений имеем

$$E_{\text{рас}}^{(2)}(r, \omega) = E_{\text{рас}}^{(1)}(r, \omega) \left[1 \mp \frac{\omega_0^2}{c^2} \left(\frac{a_\perp}{2} \right)^2 \right]. \quad (29)$$

Из формул (28) и (29) следует, что при выполнении неравенства

$$\omega_0 a_\perp / c \ll 1 \quad (30)$$

поправка во втором приближении незначительна.

Таким образом, теория возмущений применима не только при выполнении условия (2), но и при одновременном выполнении условий (26) и (30) (или (27) и (30)). Если рассмотреть область значений $\gamma \gg \omega/\omega_0$, то получим, что условие (30) также является достаточным для применимости теории возмущений.

Критерий применимости теории возмущений, полученный в работе [5] путем сравнения поля рассеянной волны с невозмущенным полем, содержит угол излучения θ . Мы же сравнивали не только рассеянное поле с невозмущенным полем $E_{\text{зар}}(r, \omega)$, но и величины поля $E_{\text{рас}}(r, \omega)$ в первом и во втором приближениях, что более правомерно. В случае вакуумных пор в среде этот критерий имеет вид

$$\min \left\{ \frac{\omega_0^2 a_z}{\omega c}; \sqrt{\gamma^{-2} + \frac{\omega_0^2}{\omega^2}} \frac{\omega a_\perp}{c} \right\} \ll 1. \quad (31)$$

Если $a_\perp \sim a_z$, указанное условие практически сводится к условию (2).

5. Цепочка и решетка вакансионных пор

Рязановым [5] было рассмотрено возникновение переходного излучения на упорядоченной системе (цепочке или решетке) вакансионных пор в кристаллах. Автор справедливо отметил, что по возникающему переходному излучению можно получить информацию о вакансионной пористости твердых тел. Кроме того, автором предлагалось использовать кристаллы с вакансионными порами в качестве источников рентгеновского излучения. Приведенная при этом оценка отношения чисел излучаемых квантов с единицы длины пути частицы через цепочку вакансионных пор в через макроскопическую стопку пластин без учета поглощения излучения была весьма оптимистической.

Необходимо заметить, что интенсивность (число квантов) переходного излучения, испускаемого из стопки пластин, существенно зависит от отношений толщины a пластины и размера b вакуумных промежутков между пластинами к соответствующим зонам $z_{\text{вещ}}$ и $z_{\text{вак}}$ формирования переходного излучения в веществе и в вакууме (см. например, [9]). В области энергий квантов в несколько сотен эВ, $\gamma \sim 10$ $z_{\text{вещ}}$ и $z_{\text{вак}}$ составляют десятые доли мкм ($\hbar\omega \sim 30$ эВ), т. е. по порядку величины они примерно совпадают с расстояниями между вакансионными порами в кристаллах, в то время как макроскопическая стопка пластин с a и b порядка нескольких сотен мкм (именно с такой стопкой проводилось сравнение в [5]) является весьма «неоптимальной» с точки зрения генерации излучения в указанной области частот.

Если же рассматривать, например, область энергий квантов в десятки кэВ, $\gamma \sim 10^3 - 10^4$, где $z_{\text{вещ}}$ порядка десятков мкм, а $z_{\text{вак}}$ — сотен мкм, ситуация становится совершенно иной. Например, макроскопическая стопка более чем из 150 алюминиевых пластин с $a = 20$ мкм и $b = 400$ мкм в области $\hbar\omega \sim 20 - 50$ кэВ может излучить приблизительно один квант (длина поглощения излучения в алюминии при $\hbar\omega = 30$ кэВ составляет примерно 3000 мкм). Цепочка же вакансионных пор в алюминии с радиусом поры $\sim 10^{-2}$ мкм и расстоянием между порами $\sim 10^{-1}$ мкм в лучшем случае может излучить $10^{-5} - 10^{-6}$ квантов с длины поглощения.

Таким образом, приходим к выводу, что кристалл с вакансионными порами может служить источником излучения, по-видимому, только в области очень мягких рентгеновских лучей ($\hbar\omega \sim 500 - 800$ эВ), для которой зоны формирования имеют примерно такой же порядок, что и размеры и расстояния между порами.

Наконец рассмотрим кристалл с вакансионными порами с точки зрения детектирования релятивистских заряженных частиц. Как отмечалось в конце п. 3, интенсивность излучения, возникающего на одной отдельной поре, перестает зависеть от γ при условии

$$\gamma > \max \{ \omega a_z / c, \omega a_{\perp} / c \}. \quad (32)$$

В случае цепочки или решетки пор ситуация является сходной, пока $z_{\text{вещ}}$ меньше расстояния между порами. Когда же $z_{\text{вещ}}$ порядка этого расстояния или больше, γ -зависимость интенсивности (числа квантов) переходного излучения весьма слаба. Если положить $a_z \sim a_{\perp} \sim 10^{-2}$ мкм,

$\hbar\omega \sim 500$ эВ, то из (32) следует, что интенсивность излучения зависит от γ только при $\gamma < 25$. Другими словами, если и возможно использование кристалла с вакансионными порами в качестве детектора заряженных частиц, то только в случае частиц не очень высоких энергий.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Г. М. Гарибьяну за ценные обсуждения и постоянный интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бахшян Г. Г., Гарибьян Г. М., Ян Ши. Астрофизика, 9, 371 (1973).
2. Амбарцумян А. С., Гарибьян Г. М., Ян Ши. Изв. АН АрмССР, Физика, 10, 258 (1975).
3. Амбарцумян А. С., Ян Ши. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 320 (1977).
4. Амбарцумян А. С., Ян Ши. Препринт ЕФИ—511 (54)—81, 1981.
5. Рязанов А. И. ЖЭТФ, 82, 34 (1982).
6. Гарибьян Г. М., Ян Ши. ЖЭТФ, 61, 930 (1982).
7. Гарибьян Г. М. Изв. АН СССР, сер. физ., 36, 754 (1962).
8. Ландсберг Г. С. Оптика. Изд. Наука, М., 1976.
9. Гарибьян Г. М., Ян Ши. Рентгеновское, переходное излучение. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1983.

ՌԵՆԿՆԵՅԱՆ ԱՆՅՈՒՄԱՅԻՆ ՀԱՌԱԳԱՅՔՈՒՄԸ ՎԵՐՋԱՎՈՐ ԶԱՓԵՐՈՎ ՄԱՐՄԻՆՆԵՐԻ ՎՐԱ

Մ. Ա. ԱԳԻՆՅԱՆ, Ա. Ս. ՀԱՄԱՐՏՈՒՄՅԱՆ, ՅԱՆ ՇԻ

Հետազոտված են վերջավոր չափերով մարմինների վրա առաջացած ռենտգենյան անցումային ճառագայթման ինտենսիվության բաշխումները ըստ անկյան և հաճախության ճշգրտված է խոտորումների տեսության կիրառելիության չափանիշը:

X-RAY TRANSITION RADIATION IN BODIES OF FINITE DIMENSIONS

M. A. AGINYAN, A. S. AMBARTSUMYAN, C. YANG

The angular and frequency distributions of the intensity of X-ray transition radiation formed in bodies of finite dimensions are investigated. The criterion of the applicability of perturbation theory approximation is verified. The generation of X-ray transition radiation on the crystal vacancy holes is discussed.

УДК 532.783;538.61

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕТА
СО СРЕДАМИ СО СПИРАЛЬНОЙ СТРУКТУРОЙ

О. С. ЕРИЦЯН

(Поступила в редакцию 3 марта 1983 г.)

Рассматривается распространение света вдоль оси среды со спиральной структурой при наличии отличных от нуля компонент у тензоров диэлектрической и магнитной восприимчивостей одновременно, при наличии пространственной дисперсии в отсутствие частотной дисперсии, при наличии изотропной точки и внешнего магнитного поля. Рассматривается структура поля в пределе малых по сравнению с длиной волны шагов спирали. Приведены результаты расчета влияния непостоянства шага спирали в пространстве на коэффициент прохождения света при конкретной аппроксимации координатной зависимости шага спирали.

1. Рассмотрим среду со спиральной структурой, закрученной вокруг оси z . Главные значения компонент тензора диэлектрической проницаемости в плоскости xu обозначим через ϵ_1 и ϵ_2 , а магнитной проницаемости — через μ_1 и μ_2 . Представим поле монохроматической волны частоты ω , распространяющейся вдоль оси z , в виде

$$E_{x,y}(z, t) = \sum_{m=1}^4 (E'_{mx,y} \cos az \mp E'_{my,x} \sin az) \exp i(K_m z - \omega t), \quad (1)$$

где $a = 2\pi \sigma^{-1}$, σ — шаг спирали, E'_{mx} и E'_{my} — проекции вектора E'_m на главные направления тензора ϵ_{ij} , лежащие в плоскости xu . При совпадении главных направлений тензоров ϵ_{ij} и μ_{ij} получаем [1]

$$K_{1,2}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_1 \mu_2 + \epsilon_2 \mu_1}{2} + a^2 + B, \quad K_{3,4}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_1 \mu_2 + \epsilon_2 \mu_1}{2} + a^2 - B, \\ B = \sqrt{\left(\frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_1 \mu_2 - \epsilon_2 \mu_1}{2}\right)^2 + 4a^2 \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2} \frac{\mu_1 + \mu_2}{2}} \quad (2)$$

(в соответствии с наличием четырех значений K_m индекс m в (1) пробегает значения от 1 до 4).

Границы области дифракционного отражения, определяемой как область, в которой $K_{3,4}^2 < 0$, есть

$$\omega_1 = \frac{ac}{\sqrt{\epsilon_1 \mu_1}}, \quad \omega_2 = \frac{ac}{\sqrt{\epsilon_2 \mu_2}}. \quad (3)$$

Среда, обладающая спиральной структурой в отношении диэлектрических и магнитных свойств одновременно, обладает интересным свой-

ством, рассмотрение которого иллюстрирует характер появления области дифракционного отражения. Рассмотрим стопку пластин, перпендикулярных оси z . Пластины сложены друг на друга так, что каждая повернута относительно предыдущей вокруг оси z на угол φ . Рассмотрим нормальное падение света на стопку в двух частных случаях.

а) Пластины изотропны в своей плоскости: $\varepsilon_1\mu_2 = \varepsilon_2\mu_1$. Фазовая скорость в каждой пластинке не зависит от направления поляризации. На первый взгляд может показаться, что стопка таких пластин из-за их изотропности не может обладать свойствами закрученной спиральной структуры ХЖК, в частности, не будет обладать свойством дифракционного отражения. Однако отсутствие области дифракционного отражения ($\omega_1 = \omega_2$), согласно (3), означает соотношение $\varepsilon_1\mu_1 = \varepsilon_2\mu_2$, а не принятое нами условие $\varepsilon_1\mu_2 = \varepsilon_2\mu_1$.

В соответствии с этим, как показывает решение граничной задачи, на границе между пластинками имеется отражение. В этом можно убедиться непосредственными вычислениями.

б) Пластины анизотропны, $\varepsilon_1\mu_2 \neq \varepsilon_2\mu_1$, но $\varepsilon_1\mu_1 = \varepsilon_2\mu_2$, т. е. $\varepsilon_1/\mu_2 = \varepsilon_2/\mu_1$. Тогда на границах между пластинками отражений нет, а в силу условия $\varepsilon_1\mu_1 = \varepsilon_2\mu_2$ ширина области дифракционного отражения обращается в нуль ($\omega_1 = \omega_2$), т. е. такой области нет.

Таким образом, для существования дифракционного отражения должны отличаться друг от друга не фазовые скорости $c/\sqrt{\varepsilon_1\mu_2}$ и $c/\sqrt{\varepsilon_2\mu_1}$, соответствующие двум собственным поляризациям, а импедансы $\sqrt{\varepsilon_1/\mu_2}$ и $\sqrt{\varepsilon_2/\mu_1}$. При $\mu_1 = \mu_2$ наряду с совпадением фазовых скоростей совпадают и импедансы, т. е. условие наличия анизотропии в обычном смысле — смысле различия фазовых скоростей — совпадает с условием наличия анизотропии в смысле различия импедансов: оба эти условия выражаются одним и тем же соотношением $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_2$; при $\mu_1 \neq \mu_2$ это „вырождение“ снимается.

2. Как известно [2], в ситуации дифракционного отражения света от ХЖК на граничных частотах ω_1 и ω_2 электрическое и магнитное поля в среде параллельны друг другу, если в (1) ограничиваться слагаемыми с $m = 3$ и $m = 4$.

Можно убедиться, что поле в среде может быть охарактеризовано одним значением групповой скорости, с помощью которой и интерпретируется отсутствие потока энергии. Действительно, если частота падающей волны близка к ω_1 или ω_2 , а знак круговой поляризации падающей волны совпадает со знаком спирали среды, то пренебрегая членами порядка $(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^{-1}$ в амплитудах, поле в среде можно записать в виде

$$E = \frac{1}{2} \{ (\mathbf{x}_0 + i\mathbf{y}_0) \exp i[(K_3 + a)z - \omega t] + (\mathbf{x}_0 - i\mathbf{y}_0) \exp i[(K_3 - a)z - \omega t] \} E' \quad (4)$$

В (4) должна фигурировать та из двух величин K_3 и K_4 , у которой мнимая часть положительна, что является требованием ограниченности поля при удалении в глубь среды ($z \rightarrow +\infty$). Величина E' определяется из граничных условий. Так как

$$\frac{\partial \omega}{\partial (K_3 + a)} = \frac{\partial \omega}{\partial (K_3 - a)} = \frac{\partial \omega}{\partial K_3},$$

то полное поле (4) характеризуется одной групповой скоростью

$$u = \frac{\partial \omega}{\partial K_3}, \quad (5)$$

которая, как можно убедиться с помощью (2), на границах ω_1 и ω_2 области дифракционного отражения обращается в нуль.

3. Рассмотрим прохождение света через границу ХЖК в случае, когда ε_1 и ε_2 обладают частотной дисперсией и имеется изотропная точка на частоте $\omega_{из}$:

$$\varepsilon_1(\omega_{из}) = \varepsilon_2(\omega_{из}) = \varepsilon_0. \quad (6)$$

Как показывают расчеты, функция зависимости коэффициента отражения R от частоты качественно отличается от соответствующей функции при отсутствии дисперсии: на частоте $\omega = \omega_{из}$ коэффициент отражения $R(\omega)$ проходит через минимум. Такое поведение $R(\omega)$ обусловлено сильным уменьшением доли дифракционного отражения на частоте $\omega = \omega_{из}$ на которой среда перестает быть периодически неоднородной. Расчеты выполнены в предположении, что в выбранной некоторой частотной области $\Delta\omega$ применимо разложение ($|\Delta\omega| \ll |\Delta\omega_0|$)

$$\varepsilon_1(\omega) = \varepsilon_0 + b_1 \Delta\omega, \quad \varepsilon_2(\omega) = \varepsilon_0 + b_2 \Delta\omega, \quad \Delta\omega = \omega - \omega_{из}. \quad (7)$$

При $\lambda_{из} = 2\pi c \omega_{из}^{-1} = 0,65$ мкм, $\varepsilon_0 = 2,2165$, $b_1 = 20$ мкм⁻¹, $b_2 = 10$ мкм⁻¹ яма графика $R(\omega)$, обусловленная упомянутым минимумом, имеет ширину около 6 нм и глубину 0,06; значение $R(\omega)$ на краях ямы — примерно 0,10.

На самой частоте $\omega = \omega_{из}$ при значении a , удовлетворяющем соотношению $\omega_{из} c^{-1} \sqrt{\varepsilon_0} = a$, в простейшем случае $b_1 = 0$, $b_2 = b$ (или $b_2 = 0$, $b_1 = b$) величина $R(\omega)$ пропорциональна b^2 в отсутствие френелевских отражений (диэлектрическая проницаемость среды, граничащей с ХЖК, принята равной ε_0). Такой результат получается в случае, когда волна с правой (левой) круговой поляризацией падает на полупространство ХЖК с закрученностью правой (левой) спирали; для поляризации с обратным направлением обхода $R = 0$.

4. При наличии магнитного поля, направленного вдоль оси z , дисперсионное уравнение имеет вид [3]

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 - K_m^2 - a^2\right) \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - K_m^2 - a^2\right) - \left(2aK_m - \frac{\omega^2}{c^2} g\right)^2 = 0 \quad (8)$$

($g = g_z$, g — вектор гирации).

С помощью (8) можно убедиться, что под действием магнитного поля дисперсионные кривые, описывающие зависимость K_m от ω , смещаются: графики зависимости $K_{1,2}$ смещаются в одну сторону параллельно оси K_m , а графики зависимости $K_{3,4}$ — в обратную сторону. (Заметим, что в естественно гиротропных средах магнитное поле также смещает дисперсионные кривые, соответствующие волнам с правой и левой эллиптической

поляризацией, в противоположные стороны). Это приводит к смещению границ области дифракционного отражения. Относительное смещение частот есть $\Delta\omega_{1,2}/\omega_{1,2} = g^2 \varepsilon_{2,1}^{-1} (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^{-1}$, причем граница, соответствующая большей (меньшей) частоте, смещается в сторону еще больших (меньших) частот. При $g \approx 10^{-2}$, $\varepsilon_1 \approx \varepsilon_2 \approx 5$, $\varepsilon_1 - \varepsilon_2 \approx 0,1$, $\omega_{1,2} \approx 3 \cdot 10^1$ смещения $\Delta\omega_{1,2}$ имеют порядок величины 10^{11} с^{-1} .

5. При пересечении кривых, выражающих зависимость ε_1 и ε_2 от ω , на некоторой частоте $\omega = \omega_{из}$ дисперсионные кривые не будут образовывать щели ни в одной частотной области, если $\omega_{из} c^{-1} \sqrt{\varepsilon_0} = \alpha$, несмотря на наличие анизотропии на частотах, отличных от $\omega_{из}$. В сказанном можно убедиться на основании (8) при $g = 0$. Подставив в (8) $\alpha^2 = \omega_{из}^2 c^{-2} \varepsilon_0$, из требования $K_m^2 = 0$ получаем уравнения

$$\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 - \frac{\omega_{из}^2}{c^2} \varepsilon_0 = 0, \quad \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - \frac{\omega_{из}^2}{c^2} \varepsilon_0 = 0.$$

На частоте $\omega_{из}$ ε_1 и ε_2 равны ε_0 , поэтому если $\partial \varepsilon_{1,2} / \partial \omega > 0$, то последние два уравнения имеют одно и то же решение $\omega_1 = \omega_2 = \omega_{из}$, поэтому ширина $|\omega_1 - \omega_2|$ области дифракционного отражения равна нулю.

При включении магнитного поля шаг спирали изменяется [4], поэтому появится конечная область дифракционного отражения. Наряду с изменением шага спирали, представляющим собой сравнительно медленный процесс, произойдет также быстрый процесс изменения ε_1 и ε_2 под действием магнитного поля, и точка пересечения кривых зависимости ε_1 и ε_2 от ω сместится, что опять приведет к появлению области дифракционного отражения. Смещение указанных кривых эквивалентно изменению шага спирали и по ориентировочным оценкам даже в поле 10^6 Э не превышает эффекта изменения шага спирали на сотую долю процента.

6. В магнитном поле дисперсионное уравнение неинвариантно относительно замены K_m на $-K_m$. Это приводит, как известно, к тому, что при нормальном прохождении неполяризованного или плоско-поляризованного света через перпендикулярную магнитному полю пластинку коэффициенты прохождения в двух противоположных направлениях оказываются неодинаковыми [2]. На рис. 1 представлен частотный ход изменения коэффициента прохождения, обусловленного изменением направления магнитного поля, что эквивалентно изменению направления прохождения света на обратное. Толщина слоя ХЖК — 200 мкм, толщина изотропных пластин, между которыми находится слой ХЖК, — 1 мм, их показатель преломления — 1,5; $\text{Re } \varepsilon_1 = 2,29$, $\text{Re } \varepsilon_2 = 2,143$, $\text{Im } \varepsilon_{1,2} = 10^{-4}$, шаг спирали — 0,42 мкм, для ХЖК $g = 0,1$. Так как изотропные пластинки не обладают свойством собственного вращения, они не играют роли в изменении интенсивности. Поэтому для простоты их магнитооптическая активность не учтена.

7. В работе [5] рассмотрено влияние пространственной дисперсии на оптические свойства холестерических жидких кристаллов. Проанализированы как случай, когда частота света близка к одной из частот поглощения, что приводит к ряду новых эффектов, так и случай, когда частота света далека от резонансной линии. Во втором случае пространственная дис-

персия приводит к слабому смещению дисперсионных кривых. Здесь мы укажем лишь на одно свойство среды при наличии пространственной дисперсии, представляющее, быть может, некоторый интерес в связи с возможностью учета пространственной дисперсии с помощью перехода к новому шагу спирали.

Представив индукцию в виде

$$\mathbf{D} = \hat{\epsilon} \mathbf{E} + \gamma \operatorname{rot} \mathbf{E}, \quad (9)$$

приходим к дисперсионному уравнению

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1 - K_m^2 - a^2 - \frac{\omega^2}{c^2} a \gamma \right) \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_2 - K_m^2 - a^2 - \frac{\omega^2}{c^2} a \gamma \right) - 4a^2 K_m^2 \left(1 - \frac{\omega^2}{ac^2} \gamma \right)^2 = 0. \quad (10)$$

Параметры естественной (γ) и магнитооптической (g) активностей, как видно из сравнения (10) с (8), входят в дисперсионное уравнение поразному. Пренебрегая в (10) величиной $\left(\frac{\omega^2}{ac^2} \gamma \right)^2$, но сохраняя $\frac{\omega^2}{ac^2} \gamma$, т. е. читая

$$\frac{\omega^2}{c^2} \gamma \ll a, \quad (11)$$

запишем уравнение (10) в виде

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1 - K_m^2 - a_{\text{экв}}^2 \right) \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_2 - K_m^2 - a_{\text{экв}}^2 \right) - 4a_{\text{экв}}^2 K_m^2 = 0. \quad (12)$$

Оно совпадает с дисперсионным уравнением для ХЖК без пространственной дисперсии (которое получается из (8) подстановкой $g = 0$), но с новым обратным шагом спирали:

$$a_{\text{экв}} = a \left(1 - \frac{1}{2a} \frac{\omega^2}{c^2} \gamma \right). \quad (13)$$

Таким образом, пространственная дисперсия при малых значениях γ вдали от резонансных линий эквивалентна изменению шага спирали. Магнитооптическая активность, в отличие от пространственной дисперсии, не может быть учтена путем перехода к $a_{\text{экв}}$. Пространственная дисперсия (первого порядка, которая выше рассмотрена), в отличие от магнитооптической активности, родственна спиральности — обе они являются выражением право-левой асимметрии пространственной структуры среды.

Выясним смысл условия (11). Рассмотрим изотропную фазу холестерического вещества с тем же параметром оптической активности, который фигурирует в (11). Поворот плоскости поляризации на длине пути луча

l составляет $\varphi_l = \frac{\omega^2}{c^2} \gamma l$. Выберем за длину пути луча шаг спирали σ в кристаллической фазе. Поворот плоскости поляризации на длине σ будет $\varphi_\sigma = \frac{\omega^2}{c^2} \gamma \sigma$. Можно убедиться, что (11) эквивалентно неравенству

$$\varphi_\sigma \ll 2\pi, \quad (14)$$

т. е. поворот плоскости поляризации, обусловленный пространственной дисперсией и оцениваемый как поворот в изотропной фазе, должен про-

исходить медленнее, чем поворот директора, чтобы пространственную дисперсию можно было учитывать путем перехода к эквивалентному шагу спирали. Величина φ_l/l обычно мала и редко достигает сотен градусов на сантиметр, а так как $\sigma \sim 10^{-4}$ см, то условие (14) удовлетворяется даже для указанных больших поворотов.

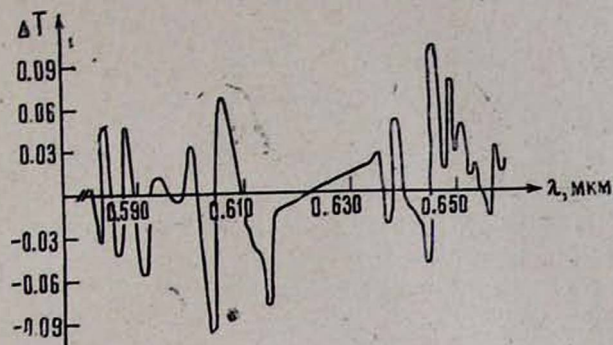


Рис. 1.

8. В настоящее время освоена техника получения мегагауссовых магнитных полей, которые, по-видимому, еще не применяются к ХЖК. Из-за того, что импульсные магнитные поля непременно являются переменными, должен возникать добавочный круговой дихроизм. Он обусловлен тем, что в переменном магнитном поле при некоторых условиях, налагаемых на волновые функции электронов в атоме, находящемся в таком поле, у компонент тензора диэлектрической проницаемости возникает мнимая часть [6]. Мы будем пользоваться выражениями указанной работы, которые относятся к изотропной среде. При распространении света вдоль направления магнитного поля показатели преломления для волн с правой и левой круговыми поляризациями (n^+ и n^- соответственно) имеют вид [6]

$$n^{\pm 2} - 1 = \sum_j \frac{a_j}{\nu_j^2 - (\nu \mp \nu_L)^2} \left\{ 1 \pm i \frac{2 \dot{\nu}_L (\nu \mp \nu_L) [3\nu_j^2 - (\nu \mp \nu_L)^2]}{\nu_j [\nu_j^2 - (\nu \mp \nu_L)^2]} \right\}, \quad (15)$$

где ν — частота света, ν_j — собственная частота данного перехода, ν_L — ларморова частота, $\dot{\nu}_L$ — производная ларморовой частоты по времени. Мы ограничиваемся качественным указанием на эффект временного изменения магнитного поля и не рассматриваем специфику этого эффекта для ХЖК. Отметим только, что мнимая часть выражения, стоящего в фигурных скобках в (15), существенная для появления дихроизма, может достигать заметных значений, когда частота света ν близка к частоте поглощения ν_j .

9. Рассмотрим нормальное падение плоской плоско-поляризованной волны на границу $z = 0$ ХЖК, занимающего область $z \geq 0$. Пусть из четырех величин K_m положительными мнимыми частями обладают K_1 и K_3 ; это, по-видимому, самая обычная ситуация. Поле в среде, как известно [7], имеет гармоники с z -компонентами волновых векторов, равными

$K_m \pm a$. Из требования ограниченности поля при $z \rightarrow +\infty$ получаем, что из комбинаций $K_m \pm a$ мы должны брать только $K_1 \pm a$ и $K_3 \pm a$. В соответствии с этим в (1) должны фигурировать только E'_1 и E'_3 .

Вычислим E'_1 и E'_3 из граничных условий и составим выражение (1) для полного поля в среде. При этом будем считать, что

$$\bar{k} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2}} \ll a. \quad (16)$$

Пренебрегая в амплитудах величинами, пропорциональными $\bar{k}/a$, получаем, что E'_1 и E'_3 имеют одинаковые модули. Это приводит к плоской поляризации волны в среде. Учет в фазах членов, пропорциональных $\bar{k}/a$, приводит к повороту плоскости поляризации. Таким образом, картина распространения волны в ХЖК при $\bar{k} \ll a$ (малые по сравнению с длиной волны значения шага спирали) такая же, как в однородных естественно гиротропных средах. Угол φ_l поворота плоскости поляризации на длине l пути луча равен

$$\varphi_l = \frac{\bar{k}^2 a}{2(k^2 - a^2)} \left[\Delta_\epsilon \Delta_\mu + \frac{1}{4} \left(\frac{\bar{k}}{a} \right)^2 (\Delta_\epsilon - \Delta_\mu)^2 \right], \quad (17)$$

$$\Delta_\epsilon = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^{-1}, \quad \Delta_\mu = (\mu_1 - \mu_2)(\mu_1 + \mu_2)^{-1}.$$

Поворот меняет знак при переходе от левой спирали ХЖК к правой. Частотная зависимость имеет вид $\omega^4 (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^{-2}$.

10. В заключение, пользуясь результатами [8], рассмотрим влияние продольной гиперзвуковой волны, распространяющейся вдоль оси ХЖК, на коэффициент прохождения света через пластинку ХЖК. Обратный

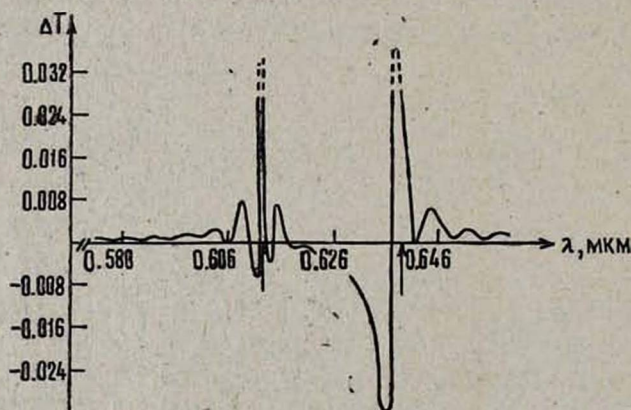


Рис. 2.

шаг спирали a и компоненты ε_1 и ε_2 тензора диэлектрической проницаемости будем задавать в виде

$$\begin{aligned} a &= a_0 + a_{1c} \cos bz, \\ \varepsilon_{1,2} &= \varepsilon_{1,2}^{(0)} + \varepsilon_{1,2}^{(1)} \cos bz, \end{aligned} \quad (18)$$

где a_0 , a_{1c} , $\varepsilon_{1,2}^{(0)}$, $\varepsilon_{1,2}^{(1)}$ не зависят от координат, b — волновое число гиперзвуковой волны. На рис. 2 представлена вычисленная зависимость изменения коэффициента прохождения света под действием гиперзвука от длины световой волны. Использованы следующие значения параметров: $a_0 = 2\pi\sigma_0^{-1}$, $\sigma_0 = 0,42$ мкм, $a_{1c} = -10^{-3}a_0$, $\text{Re}\varepsilon_1^{(0)} = 2,29$, $\text{Re}\varepsilon_2^{(0)} = 2,143$, $\text{Im}\varepsilon_{1,2}^{(0)} = 10^{-6}$, $\text{Re}\varepsilon_{1,2}^{(1)} = 10^{-7}$, $\text{Im}\varepsilon_{1,2}^{(1)} = 0$, толщина слоя ХЖК $d = 20$ мкм, $b = 2\pi/d$. Знак круговой поляризации падающей световой волны обратен знаку спиральности среды. Стрелками указаны границы области дифракционного отражения в отсутствии гиперзвуковой волны.

Отметим, что теорию [8] можно применять не только в том случае, когда шаг спирали изменяется в пространстве из-за влияния гиперзвуковой волны, но также тогда, когда это изменение происходит под действием интенсивной световой волны, а также из-за влияния границ; в последнем случае необходимо, чтобы изменение шага спирали можно было аппроксимировать с помощью синусов или косинусов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ерицян О. С. Изв. АН АрмССР, Физика, 16, 449 (1981).
2. Ерицян О. С. Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 83 (1978); 13, 347 (1978).
3. Ерицян О. С. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 251 (1977).
4. Pincus P. S. Appl. Phys., 31, 974 (1970).
5. Каменский В. Г., Кац Е. И. Оптика и спектроскопия, 45, 1106 (1978).
6. Савченко О. Я. Оптика и спектроскопия, 11, 223 (1961).
7. Кац Е. И. ЖЭТФ, 59, 1854 (1970).
8. Ерицян О. С. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 344 (1976).

ՊԱՐՈՒՐԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՆԵՐԻ ՀԵՏ ԼՈՒՅՍԻ ՓՈՆԵԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՄԻ ՔԱՆԻ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

Հ. Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ

Քննարկվում են պարուրային միջավայրերում լույսի տարածման որոշ առանձնահատկությունները գրոյից տարբեր մագնիսական ընկալունակությամբ, իզոտրոպ կետի, մագնիսական դաշտի և զերծայնային ալիքի առկայությամբ: Քննարկված է նշված ալիքի ստրուկտուրան լույսային ալիքի երկարության համեմատությամբ շատ փոքր պարուրի քայլերի դեպքում: Բերված են որոշ արդյունքներ պարուրի քայլի կոորդինատային կախումը հաշվի առնելու վերաբերյալ:

SOME FEATURES OF THE PROCESS OF INTERACTION OF LIGHT WITH HELICAL MEDIA

H. S. ERITSYAN

The interaction of light with helical media in the presence of external magnetic field, a hypersonic wave, as well as of the isotropic point and non-zero components of magnetic susceptibility tensor is discussed.

УДК 535.853:539.1.07

РЕЗУЛЬТАТЫ РАЗРАБОТОК И ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МНОГОПРОВОЛОЧНЫХ ПРОПОРЦИОНАЛЬНЫХ КАМЕР В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ЕРЕВАНСКОМ ЭЛЕКТРОННОМ СИНХРОТРОНЕ

Р. О. АВАКЯН, Р. Б. АЙВАЗЯН, Р. А. АСАТРЯН, М. В. БАРТИКЯН,
С. П. БУЮКЯН, А. П. КАЗАРЯН, М. С. КОРДОНСКИЙ, Э. М. МАТЕВОСЯН,
И. П. ПРОХОРЕНКО, А. А. ОГАНЕСЯН, Е. М. СХТОРЯН, А. М. СИРУНЯН,
Ж. В. ПЕТРОСЯН, К. К. ШИХЛЯРОВ

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 19 мая 1983 г.)

Приводятся результаты исследований и разработок многопроводочных пропорциональных камер (МПК) в Ереванском физическом институте. Для пространственного разрешения получено значение ± 1 мм, для временного разрешения — 30 нс при эффективности 0,99. Описываются две системы МПК на 1024 и 768 каналов, работающих «на линии» с ЭВМ. Приведены результаты их использования в экспериментальных установках на электронном синхротроне.

1. Введение

Использование систем МПК в комплексе с оборудованием в стандарте КАМАК [1], а также управляющими и вычислительными средствами и терминалами общения с экспериментатором, приводит к качественно новому уровню выполнения исследований. Несмотря на то, что физические основы МПК были развиты достаточно давно [2], по-видимому основным фактором, сдерживающим их широкое внедрение, была высокая стоимость «камерной» электроники, включая и средства автоматизации. Однако в последние годы в результате разработок и освоения промышленностью гибридных интегральных схем специального назначения [3], внедрения нового стандарта на ядерно-физическую аппаратуру и в связи с появлением микроЭВМ высокого класса [4] стало возможным выйти за рамки лабораторных исследований МПК и перейти к созданию на их основе многоканальных практических систем. Для подробного ознакомления с МПК можно рекомендовать обзор [5] и монографию [6].

2. Результаты разработок

Успешному использованию на экспериментальных установках Ереванского электронного синхротрона систем на основе МПК предшествовали разработки и исследования как собственно МПК, так и других сопутствующих систем. В частности, была разработана унифицированная «камерная» электроника модульного типа на основе БГИС К405ХП1, а так-

же создана система автоматизации на базе УВК Э-60/131 [7]. Разработанные камеры позволяли одновременно регистрировать обе координаты события с максимальной пространственной ошибкой ± 1 мм. Использовались МПК двух размеров: 128×128 мм² и 256×256 мм². В качестве рабочего газа применялась аргон-метановая смесь с добавлением паров метилала, позволяющая иметь временное разрешение 30—40 нс при эффективности не менее 0,99 [8]. Загрузочная способность камер определялась в условиях реального эксперимента на ускорителе по наличию «фоновых» событий наряду с истинными. Таким способом удалось оценить нижний предел загрузок, который оказался равным 20 кГц на канал МПК.

На рис. 1 приведена блок-схема системы автоматизации камер, включающая ЭВМ двух уровней: управляющую — на основе «Электроника-60» и базовую — на основе ЕС-1022. Связующим звеном системы МПК с системой автоматизации служат 32-канальные модули «камерной» электроники, условно названные нами МКЭ-32 [9].

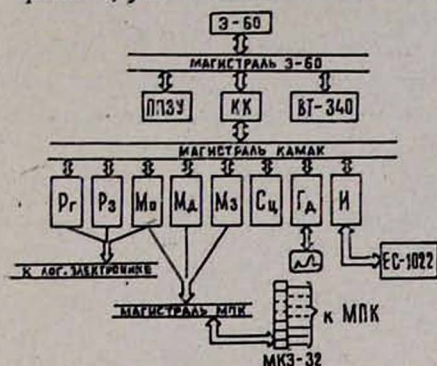


Рис. 1. Блок-схема системы автоматизации МПК.

Система функционирует следующим образом. После выделения события триггерный сигнал с установки поступает в систему КАМАК на модуль разветвителя P_3 и далее на блоки M_d и M_3 , где формируется сигнал ЗАПИСЬ, служащий временными воротами при фиксировании информации в регистрах памяти МКЭ-32. По окончании процесса тем же триггерным сигналом дается команда ЧТЕНИЕ на модуль опроса M_0 [10], информация с которого пословно поступает в ОЗУ управляющей ЭВМ. Каждому сработавшему каналу МПК соответствует одно двухбайтовое слово. В зависимости от физической задачи объем данных на одно событие может изменяться от 0,16 до 0,3 кбит. Информация с остальных детекторов извлекается из входного регистра P_r . Счетчик C_q выдает номер триггера, одновременно служащий общим признаком события. На время считывания и передачи данных в ЕС-1022 вся экспериментальная установка блокируется.

Программа сбора данных реализована на базе УВК Э-60/131 и работает в интерактивном режиме в реальном масштабе времени. Программа обеспечивает прием данных с МПК, первичную обработку и вывод их по одному или нескольким из трех «направлений»:

- на алфавитно-цифровой дисплей ВТ-340, используемый в качестве операторского терминала;

- на графический дисплей в виде гистограмм распределения событий в МПК;

— по межмашинному каналу связи в ЕС-1022 для дальнейшей обработки.

Конкретный «вывод» экспериментатор устанавливает с клавиатуры ВТ-340 в процессе диалога. По межмашинному каналу данные передаются автоматически блоками фиксированной длины по 1 кбайт с соблюдением контрольного протокола обмена. Обработка принятой информации осуществляется в промежутках между сеансами связи. Программы управления расположены в ППЗУ УВК и работают самостоятельно, без операционной системы.

3. Экспериментальная часть

Ниже приводятся основные результаты, полученные с помощью систем МПК, впервые использованных в двух экспериментальных установках на Ереванском электронном синхротроне.

Экспериментальная установка «Большой магнитный спектрометр» [11] включала четыре камеры с общим числом каналов 1024. С помощью МПК последовательно восстанавливались траектории, а затем и углы вылета заряженных частиц из мишени. Схема установки изображена на рис. 2. В установке регистрировались заряженные π -мезоны и протоны с

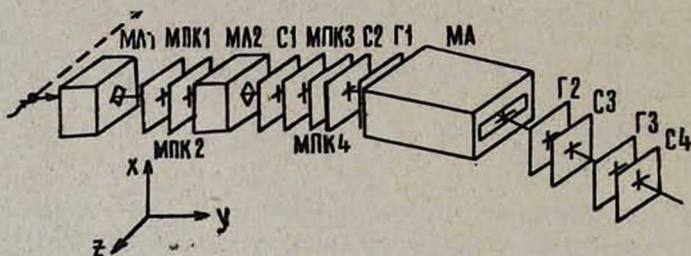


Рис. 2. Схема установки «Большой магнитный спектрометр» с системой МПК на 1024 канала.

импульсами более 0,7 ГэВ/с. Отличительной особенностью установки являлось использование квадрупольных линз МЛ1 и МЛ2 для увеличения углового акцептанта. Увеличение телесного угла указанным способом усложняло задачу восстановления углов вылета частиц из мишени Т. Дело в том, что прямолинейные траектории частиц после прохождения системы линз трансформируются в пространственные кривые. Поэтому реконструкция углов вылета заряженных частиц из мишени проводилась на основе матричного метода, в котором кроме информации о координатах использовались значения импульса частицы, а также матрицы передачи квадрупольных линз. В качестве иллюстрации на рис. 3 приведена одна из восстановленных траекторий. Среднее время обработки одного события составляло 2 с. Достигнутая с помощью системы МПК угловая точность в установке составила более $1,9 \cdot 10^{-3}$ рад [12].

Другая установка, в которой использовалась система МПК, предназначалась для измерения поляризационных параметров в реакции фоторождения $\gamma p \rightarrow p \pi^0$. В установке использовались четыре камеры с общим числом каналов 768. Система МПК позволяла восстанавливать траекто-

рии и углы вылета протонов отдачи из мишени. Схема установки приведена на рис. 4. Распознавание треков проводилось методом «опорных» ка-

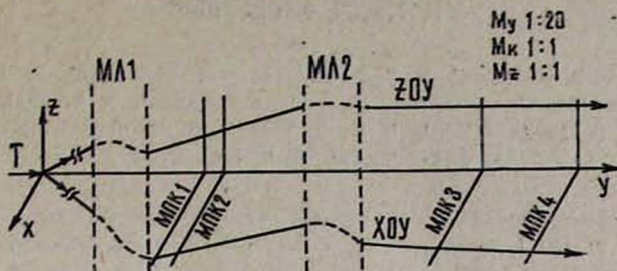
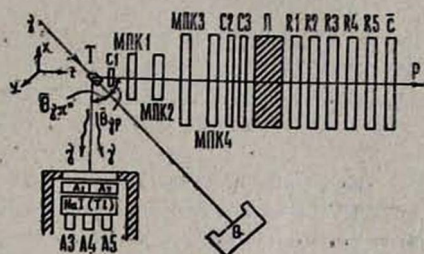


Рис. 3. Восстановленная с помощью МПК траектория протона (в двух проекциях) в установке «Большой магнитный спектрометр».

мер независимо для двух проекций. Достигнутая угловая точность системы составляла $\pm 3 \cdot 10^{-3}$ рад, что позволяло восстанавливать точку взаимодействия

Рис. 4. Схема двухплечевой установки по измерению поляризационных параметров в реакциях фоторождения с системой МПК на 768 каналов.



ствия с мишенью с точностью $\pm 3,2$ мм. Эффективность системы МПК была установлена в режиме непрерывной эксплуатации на электронном синхротроне в течение 600 часов. Ошибка полученной величины $\epsilon = 0,972 \pm 0,008$ указывает на высокую стабильность всей системы [13].

Авторы признательны А. Ц. Амауни и Г. А. Вартапетяну за стимулирование и постоянную поддержку работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Система КАМАК. Крейт и сменные блоки. Требования к конструкции и интерфейсу. ГОСТ 26.201-80 (1980).
2. Charkak G. et al. Nucl. Inst. and Meth., 62, 235 (1968).
3. Афанасьев Ю. А. и др. Препринт ОИЯИ 13-10554, Дубна, 1977.
4. Пролейко В. М. Электронная промышленность, № 11—12, 1979.
5. Шарпак Ж. УФН, 108, 340 (1972).
6. Заневский Ю. А. Проволочные детекторы элементарных частиц, Атомиздат, Москва, 1978.
7. Васинюк И. Е. и др. Научное сообщение ЕФИ—500 (43)—81, Ереван, 1981.
8. Апресян А. Н. и др. Научное сообщение ЕФИ—486 (29)—81, Ереван, 1981.
9. Бартикян М. В. и др. ПТЭ, № 3, 75 (1982).
10. Аракелян В. И. и др. Научное сообщение ЕФИ—344 (2)—79, Ереван, 1979.
11. Абрамян Л. О. и др. Научное сообщение ЕФИ—МЭ—10 (72), Ереван, 1972.
12. Айвазян Р. Б. и др. Научное сообщение ЕФИ—516 (6)—83, Ереван, 1983.
13. Авакян Р. О. и др. Научное сообщение ЕФИ—623 (13)—83, Ереван, 1983.

**ԲԱԶՄԱԼԱՐ ՀԱՄԵՄԱՏԱԿԱՆ ԽՑԵՐԻ ՄՇԱԿՄԱՆ ԵՎ ՕԳՏԱԳՈՐԾՄԱՆ
ԱՐԴՅՈՒՆՔՆԵՐԸ ԵՐԵՎԱՆԻ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՍԻՆԺՐՈՏՐՈՆԻ
ՎՐԱ ԴՐՎՈՂ ՓՈՐՁԵՐՈՒՄ**

Ռ. Հ. ԱՎԱԳՅԱՆ, Ռ. Բ. ԱՅՎԱԶՅԱՆ, Ռ. Ա. ԱՍԱՏՐՅԱՆ, Մ. Վ. ԲԱՐԹԻԿՅԱՆ, Ս. Պ. ԲՈՒՅՈՒԿՅԱՆ,
Հ. Պ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Մ. Ս. ԿՈՐԴՈՆՍԿԻ, Է. Մ. ՄԱԹԵՎՈՍՅԱՆ, Ի. Պ. ՊՐՈԽՈՐԵՀԿՈ,
Ա. Ա. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Ե. Մ. ՍԽՏՐՈՅԱՆ, Ա. Մ. ՍԻՐՈՒՆՅԱՆ,
Ժ. Վ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Կ. Կ. ՇԻՆԼՅԱՆՈՎ

Բերվում են բազմալար համեմատական խցերի հետազոտությունների արդյունքներն ու մշակումները Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտում: Ստացվել են 0,99 էֆեկտիվության դեպքում տարածական սահմանի համար ± 1 մմ արժեք և ժամանակային սահմանի համար 30 նվ: Նկարագրվում են 1024 և 768 կանալ ունեցող բազմալար համեմատական խցերի երկու համակարգ, որոնք անմիջական կապի մեջ են էլեկտրոնային հաշվիչ մեքենայի հետ: Քննարկված են էլեկտրոնային սինքրոտրոնի վրա փորձարարական սարքերում նրանց կիրառման արդյունքները:

**THE DEVELOPMENT AND USE OF MWPC IN EXPERIMENTS
AT THE YEREVAN ELECTRON SYNCHROTRON**

R. O. AVAKYAN, R. B. AJVAZYAN, R. A. ASATRYAN, M. V. BARTIKYAN,
S. P. BUYUKYAN, A. P. KAZARYAN, M. S. KORDONSKY, E. M. MATEVOSYAN,
A. A. OGANESYAN, Zh. V. PETROSYAN, I. P. PROKHOREHKO, A. M. SIRUNYAN,
E. M. SKHTORYAN, K. K. SHIKHLYAROV

The results of investigations and development of multiwire proportional chambers (MWPC) at the Yerevan Physics Institute are reported. The values for the spatial resolution of ± 1 mm and time resolution of 30 ns at the efficiency of 0,99 were obtained. The use of MWPC in 1024 and 768 channel systems operating on-line with a computer is described.

УДК 539.122.13

КОНВЕРСИОННАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ γ -КВАНТОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ УГЛА ВЛЕТА В КОНВЕРТЕР И ТОЛЩИНЫ КОНВЕРТЕРА В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ

$$E_{\gamma} = 100-600 \text{ МэВ}$$

Г. Л. БАЯТЯН, С. Г. КНЯЗЯН, А. Т. МАРГАРЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 20 июня 1983 г.)

Приводятся вычисленные методом моделирования электромагнитного ливня значения конверсионной эффективности γ -квантов для толщины свинцового конвертера 0,5—2,5 рад. длины для углов влета γ -квантов в конвертер 15—85° относительно перпендикуляра к конвертеру в интервале энергий γ -квантов 100—600 МэВ. Такие вычисления проведены для различной пороговой энергии регистрации с учетом обратно рассеянных частиц.

Для регистрации γ -квантов в большом телесном угле часто используется телескопическая система счетчиков. Типичное ее устройство показано на рисунке. γ -кванты в конвертере образуют заряженные частицы, которые регистрируются в счетчиках S_2 и S_3 . В случае совпадения сигналов от счетчиков S_2 и S_3 при отсутствии сигнала от S_1 проводится регистрация γ -кванта.

В качестве конвертера обычно используется свинцовая пластина. При абсолютных измерениях необходимо значение эффективности телескопической системы. Эффективность телескопа в зависимости от энергии γ -квантов и толщины конвертеров определяется как экспериментально [1—3], так и путем расчета [4].

В настоящей работе эффективность γ -телескопа определялась расчетным путем в зависимости от толщины конвертера, энергии, а также угла влета γ -квантов в конвертер. При моделировании электромагнитного ливня учитывались: рождение пар электронов и позитронов и комптоновское рассеяние для фотонов, тормозное излучение, многократное рассеяние, ионизационные потери энергии для электронов и позитронов. Для энергии обрезания заряженных частиц было выбрано значение 1,5 МэВ, а для фотонов — 0,25 МэВ. Для проверки программы расчета ливня было вычислено среднее число заряженных частиц с энергиями не менее 2 МэВ, образованных электронами с энергией 1 ГэВ в свинце на разных глубинах. Результаты наших расчетов хорошо согласуются с результатами Нагеля [5] и Стейнметца [6].

Очевидно, что конверсионная эффективность регистрации γ -квантов зависит от способа регистрации образовавшихся в конвертере заряженных частиц. В работе [3] конверсионная эффективность определялась как вероятность выделения в сцинтилляторе, расположенном непосредственно

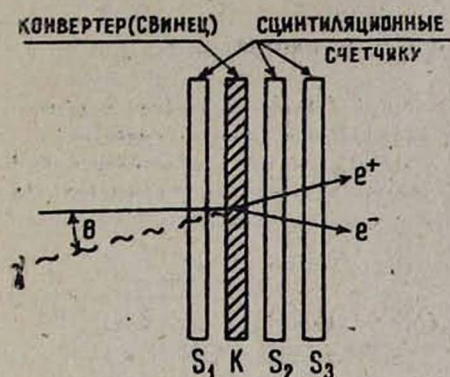
Таблица

Значения вероятностей выхода из конвертера разных толщин (0,5—2,5) X_0 одного или более электронов с энергией выше $E_1 = 1,5$ и 15 МэВ при отсутствии обратно-рассеянных электронов с энергией $E_1 = E_2$ в случае падения на конвертер под углом $\theta = 15-85^\circ$ относительно перпендикуляра к конвертеру γ -квантов с энергиями в интервале 100—600 МэВ.

θ	15°	30°	45°	60°	75°	85°
Z	$E_1=E_2=1,5$ МэВ			$E_1=100$ МэВ		
0,5	0,27	0,31	0,39	0,37	0,35	0,28
1,0	0,48	0,49	0,57	0,55	0,42	0,07
1,5	0,59	0,61	0,64	0,50	0,29	0,05
2,0	0,62	0,63	0,54	0,43	0,10	0,02
2,5	0,55	0,50	0,40	0,30	0,06	0,00
Z	$E_1=E_2=1,5$ МэВ			$E_1=200$ МэВ		
0,5	0,30	0,30	0,38	0,40	0,54	0,22
1,0	0,54	0,58	0,63	0,61	0,57	0,14
1,5	0,66	0,70	0,70	0,69	0,47	0,06
2,0	0,74	0,74	0,80	0,71	0,32	0,04
2,5	0,75	0,79	0,75	0,54	0,23	0,02
Z	$E_1=E_2=1,5$ МэВ			$E_1=600$ МэВ		
0,5	0,36	0,36	0,37	0,49	0,50	0,08
1,0	0,55	0,54	0,67	0,74	0,51	0,05
1,5	0,66	0,63	0,76	0,85	0,59	0,03
2,0	0,77	0,82	0,86	0,91	0,56	0,02
2,5	0,85	0,81	0,92	0,85	0,41	0,01
Z	$E_1=E_2=15$ МэВ			$E_1=100$ МэВ		

0,5	0,21	0,27	0,34	0,42	0,39	0,16
1,0	0,40	0,41	0,51	0,42	0,26	0,04
1,5	0,43	0,43	0,40	0,23	0,10	0,01
2,0	0,37	0,38	0,28	0,10	0,08	0,00
2,5	0,26	0,27	0,19	0,10	0,01	0,00
Z	$E_1=E_2=15 \text{ MeV}$			$E_T=200 \text{ MeV}$		
0,5	0,26	0,32	0,34	0,50	0,57	0,24
1,0	0,46	0,45	0,61	0,65	0,40	0,06
1,5	0,57	0,56	0,63	0,50	0,22	0,02
2,0	0,62	0,61	0,52	0,38	0,07	0,00
2,5	0,52	0,51	0,45	0,30	0,04	0,00
Z	$E_1=E_2=15 \text{ MeV}$			$E_T=600 \text{ MeV}$		
0,5	0,32	0,35	0,43	0,50	0,64	0,29
1,0	0,55	0,56	0,62	0,70	0,74	0,11
1,5	0,69	0,65	0,79	0,84	0,57	0,05
2,0	0,73	0,79	0,85	0,80	0,44	0,01
2,5	0,84	0,77	0,80	0,72	0,17	0,01

за конвертером, энергии не менее 60 кэВ, что равносильно вероятности проникновения из конвертера в сцинтиллятор одного или более электронов (позитронов) с энергией не менее 1,5 МэВ [4]. Вероятности выхода из конвертера одной или более заряженных частиц с энергиями не менее 1,5 МэВ, т. е. конверсионные эффективности, в случае перпендикулярного падения на конвертер разных толщин γ -квантов с энергией 44 и 177 МэВ, вычисленные с помощью нашей программы, находятся в хорошем согласии с результатами эксперимента [3] и расчета Форда и Нельсона [4]. При регистрации γ -квантов телескопической системой, приведенной на рисунке, минимальный порог регистрации заряженных частиц обусловлен общей толщиной сцинтилляторов S_1 , S_2 и S_3 . Кроме того, счетчиком S_1 , включенным на антисовпадение со счетчиками S_2 и S_3 , отбрасываются случаи обратно рассеянных в конвертере заряженных частиц.



Общий вид γ -телескопа.

Нами проведены вычисления вероятности выхода из конвертера толщиной Z одной или более заряженных частиц с энергией не менее E_1 в случае попадания γ -квантов с энергиями E_γ на конвертер под углом θ . Результаты расчетов для энергий $E_1 = 1,5, 5,0, 10$ и 15 МэВ, толщины $Z = (0,5-7,5) X_0$ (X_0 — рад. длина, для свинца равная $6,37$ г/см²), $E_\gamma = 30-1000$ МэВ и $\theta = 0-85^\circ$ приведены в работе [7]. Были проведены вычисления также при отсутствии обратно рассеянных частиц с энергией не менее E_2 . Результаты для случая $E_1 = E_2 = 1,5$ и 15 МэВ и для $E_\gamma = 100-600$ МэВ приведены в таблице. Как показывают расчеты, учет обратно рассеянных частиц оказывает существенное влияние при значениях $\theta > 60^\circ$. Энергия обратно рассеянных частиц лежит в интервале нескольких МэВ и уже при значениях $E_2 > 15$ МэВ учет обратно рассеянных частиц мало влияет на значение конверсионных эффективностей даже при больших углах θ . Из-за пространственного развития ливня частицы, образованные при больших значениях Z , влияют на значения конверсионных эффективностей при малых значениях Z , особенно при больших углах θ и малых значениях E_1 и E_2 . Поэтому вычисления для каждого значения Z выполнены отдельно. Данные получены в результате усреднения 200—1000 ливней в зависимости от начальных условий. Полученные результаты использованы нами для определения эффективности 4 π -детектора при регистрации π^0 -мезонов в экспериментах по измерению полного сечения фотобразования π^0 -мезонов и адронов на ядрах в резонансной области энергий [8].

1. Азафонов В. П. и др. ПТЭ, 5, 47 (1962).
2. Fitzgerald D. H. et al. Nucl. Inst. and Meth., 192, 193 (1982).
3. Darrulat P. et al. Nucl. Inst. and Meth., 129, 105 (1975).
4. Ford R. L., Nelson W. R. Preprint SLAC-210, Stanford, 1978.
5. Nagel H. H. Z. Phys., Bd 186, 319 (1965).
6. Steinmetz L. Preprint CRN/HE 74-16, Strasburg, 1974.
7. Bayatyan G. L. et al. Preprint ЕФИ-599 (86)-82, Yerevan, 1982.
8. Баятян Г. Л. и др. Препринт ЕФИ-658 (48)-83, Ереван, 1983.

$E_\gamma = 100-600$ ՄէՎ էներգիաների ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ γ -ՔՎԱՆՏՆԵՐԻ ԿՈՆՎԵՐՏԵՐՆԵՐԻ ԷՖԵԿՏԻՎՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿԱԽՎԱԾ ԿՈՆՎԵՐՏԵՐԻ ՀԱՍՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ ԵՎ ՆՐԱ ՄԵՋ ՄՏՆԵԼՈՒ ԱՆԿՅՈՒՆՆԵՐ

2. Լ. ԲԱՅԱԹՅԱՆ, Ս. Գ. ԿՆՅԱԶՅԱՆ, Ա. Թ. ՄԱՐԳԱՐՅԱՆ

Քերված են էլեկտրամագնիսական հեղեղի մոդելավորման մեթոդով հաշվարկված γ -քվանտների կոնվերտերն էֆեկտիվությունները $0,5-2,5$ ուղղ. երկարությամբ կապարային կոնվերտերների համար, $100-600$ ՄէՎ էներգիաների տիրույթում և այն դեպքում, երբ γ -քվանտները մտնում են կոնվերտերի մեջ նրա ուղղահայացի նկատմամբ $15-85^\circ$ անկյան տակ: Հաշվարկները անց են կացվել տարբեր գրանցման շեմային էներգիաների համար, երբ հաշվի են առնված նաև հստակությամբ մասնիկները:

THE CONVERSION EFFICIENCY OF γ -QUANTA DEPENDING ON THE ANGLE OF INCIDENCE AND THE CONVERTER THICKNESS FOR ENERGIES $E_\gamma = (100-600)$ MeV

G. L. BAYATYAN, S. G. KNYAZYAN, A. T. MARGARYAN

The conversion efficiency for γ -quanta with energies ranged from 100 to 600 MeV has been calculated by simulation of electromagnetic showers in lead converters having (0,5-2,5) rad. length, when the angle of γ -quanta incidence with respect to the normal was (15-85)°. The calculations were made for different detection thresholds with due regard for backscattered particles.

УДК 681.84.083.51

КОНФИГУРАЦИЯ ПОЛЯ МАГНИТНОЙ ГОЛОВКИ НАД ЗАЗОРОМ

Я. М. ПОГОСЯН, А. К. ОВСЕПЯН, А. Р. АРУТЮНЯН

(Поступила в редакцию 3 июня 1983 г.)

В работе для определения конфигурации магнитного поля над зазором магнитной головки используется муаровая картина, полученная наложением изображений опорной сетки, помещенной над зазором, в отсутствие поля и при определенной величине поля в зазоре. Предложен метод расшифровки полученных муаровых картин и показано, что такая расшифровка дает возможность определить конфигурацию полей равных напряженностей для компонент H_x и H_y над зазором головки.

С появлением новых способов передачи информации с помощью управляемого продвижения плоских и цилиндрических магнитных доменов [1, 2] интерес к традиционным методам магнитной записи и считывания несколько снизился из-за существенных принципиальных ограничений последних: невысокая плотность записи, большое время доступа и т. д.

Однако в последнее время интерес к магнитным головкам в пленочном исполнении сильно возрос в связи с появлением накопителей информации на дисках с пленочной головкой, позволяющих осуществлять запись и считывание на частотах в десятки мегагерц и при соответствующем подборе материала носителя намного увеличить продольную и поперечную плотности записи информации [3, 4]. Более того, здесь имеется реальная возможность осуществить считывание сигнала с привлечением гальваномагнитных эффектов. В этой связи исследование конфигурации поля магнитной головки над зазором приобретает большой практический интерес, ибо она является одной из основных характеристик магнитной головки.

Отметим, что строгий расчет поля магнитной головки, т. е. решение уравнения

$$\mathbf{H} = \text{grad } \varphi(x, y, z), \quad (1)$$

где $\varphi(x, y, z)$ — магнитный потенциал, не представляется возможным, а упрощение выражения (1) и приведение двумерной задачи к виду

$$\mathbf{H} = \text{grad} \int_S \frac{\mathbf{Mn}}{r_{ik}} dS, \quad (2)$$

где $\mathbf{M}$ — вектор намагниченности, $\mathbf{n}$ — единичный вектор, нормальный к поверхности и направленный внутрь намагниченного тела, r_{ik} — расстояние между точкой интегрирования i и точкой k , в которой определяется поле, некорректно, ибо, как было показано электронномикроскопически в

[5], эквипотенциалы на поверхности головки вблизи зазора составляют угол с поверхностью головки.

Цель настоящей работы — электронномикроскопическое исследование конфигурации поля магнитной головки над зазором.

Экспериментальная часть и анализ результатов

В отличие от работы [6], где о конфигурации полей головки судили по дивергентному (теневому) лоренцмикроскопическому изображению, которое, по нашему мнению, не в состоянии выявить закономерности распределения полей головки, нами проводились исследования на конвергентном лоренцмикроскопическом изображении [7] на обычном просвечивающем электронном микроскопе УЭМВ-100К.

В работе [8] было установлено, что под действием поля поверхность головки искажается, подчиняясь закону формирования конхойды Никомеда [9], удовлетворяющей уравнению

$$(y - a)^2 (x^2 + y^2) = l_i^2 y^2, \quad (3)$$

где l_i — лоренцово отклонение электронов, обусловленное полем, действующим в рассматриваемой точке на поверхности головки вблизи зазора [10], величина a характеризует геометрию зазора [7].

Было также установлено, что на конвергентном изображении полей в области зазора все геометрические точки, лежащие на окружности над зазором с центром в фокусе конхойды и радиусом r_i , подвергаются одинаковому действию лоренцовых сил l_i , направленных к фокусу, т. е. при значении r_i , превышающем ширину зазора более чем на два порядка, выполняется условие

$$r_i l_i = \text{const} \quad (4)$$

или

$$H \sim \frac{1}{r}, \quad (5)$$

что характеризует закон распределения поля единичного проводника.

Таким образом, принятая в литературе [11] аналогия между распределением поля единичного проводника и распределением поля магнитной головки с зазором такого же сечения может считаться справедливой, если известна ордината фокуса конвергентного изображения, являющаяся функцией ширины и глубины зазора. В противном случае эта аналогия лишена смысла.

Конфигурация поля над зазором магнитной головки в муаровом представлении

В работе [12] впервые была показана возможность привлечения муарового изображения, создаваемого полем магнитной головки, для определения конфигурации поля над зазором. Муаровую картину можно получить, если на уровне зазора установить периодическую структуру, например опорную сетку микроскопа, и осуществить съемку лоренцового изо-

бражения головки однополярным переменным полем с наложением на фотопластинке изображений головки в отсутствии поля и при его наличии. Ценность этого метода заключается в том, что здесь имеется принципиальная возможность разложить поле H_{xy} на соответствующие компоненты H_x и H_y . Это можно сделать, если одну из сторон сетки установить параллельно поверхности головки и из условий формирования муарового изображения восстановить искомую конфигурацию магнитного поля над зазором.

Рассмотрим более подробно условия формирования муарового изображения и его закономерности. На рис. 1 приведено обычное муаровое

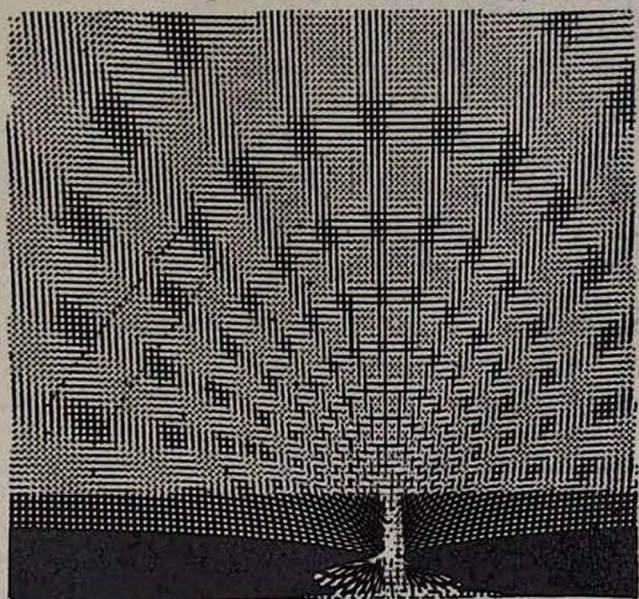


Рис. 1. Муаровая картина, полученная наложением двух изображений опорной сетки микроскопа в отсутствии поля и при наличии поля, создающего конвергентное изображение.

изображение, полученное наложением двух кадров при лоренцмикроскопической съемке области вблизи зазора в отсутствии поля головки и при наличии поля, создающего конвергентное изображение. Видно формирование муаров двух семейств: одно семейство формируется действием компоненты поля H_x , приводящим к наложению горизонтальных сторон ячеек сетки, другое семейство — соответственно действием компоненты поля H_y , приводящим к наложению вертикальных сторон ячеек сетки. На рис. 1 видно также, что наряду с тем, что расстояния между соседними муаровыми полосами не одинаковы, геометрическая ширина муаровых полос сильно уменьшается при приближении к зазору головки. Последнее указывает на неодинаковость условий формирования всех муаровых полос.

В общем случае формирование муара задается условием

$$\Delta y = \frac{e}{mV_{0z}} H_x d (w + d) \quad (8)$$

— для горизонтальных полос и

$$\Delta_x = \frac{e}{m V_{0z}} H_y d (w + d) \quad (9)$$

— для вертикальных полос, где d — протяженность зазора вдоль оси z головки, w — степень расфокусировки микроскопа, Δ_y и Δ_x — смещения ячеек сетки микроскопа соответственно вдоль осей x и y под действием поля головки, e/m — удельный заряд электрона, V_{0z} — скорость электронов вдоль оси z . При этом Δ_y и Δ_x по величине должны быть равны целому числу размеров ячейки сетки.

Если провести аналогию между формированием муара магнитным полем и явлением интерференции (хотя это вовсе не интерференция, как принято в работе [12]), то можно сказать, что Δ_y представляет собой разность хода двух лучей, создаваемую лоренцовым отклонением изображения сторон сетки под действием поля головки, т. е.

$$\Delta_y = y \pm y_0 = kn, \quad (10)$$

где y_0 — ордината рассматриваемой муаровой полосы, y — ордината горизонтальной стороны ячейки, которая под действием поля сместилась и совпала с y_0 , k — размер элементарной ячейки, n — целое число (порядок интерференции), знаки $\pm$ указывают способ наблюдения: соответственно дивергентное или конвергентное. Из (8) — (10) следует, что при известных параметрах w , d и V_{0z} по муаровым картинам можно восстановить конфигурацию равных напряженностей полей головки в области зазора, если известен порядок интерференции каждой муаровой полосы в отдельности. И при этом, как будет показано далее, муаровые полосы не есть конфигурации полей равных напряженностей, как это указывается в [13].

В случае обычного оптического муара, где период муаровых полос обусловлен совпадением одной решетки с ординатой mk_1 с другой решеткой с ординатой gk_2 , где k_1 и k_2 — периоды налагаемых решеток, а m и g — целые числа, остающиеся постоянными во всей области, под порядком интерференции можно принять $(m-g) = \text{const}$. В нашем случае один параметр решетки k_1 всегда постоянен (размер ячейки опорной сетки микроскопа при отсутствии поля головки), тогда как параметр k_2 другой накладываемой решетки изменяется.

Естественно, в зависимости от расстояния фокуса конвергентного лоренцмикроскопического изображения величина $(m-g_i) = n_i$ рассматриваемой муаровой полосы будет различной. Нетрудно видеть, что с отходом от фокуса порядок интерференции уменьшается. В качестве необходимого условия интерференции или, что то же самое, формирования муарового изображения (с целью упрощения рассматриваем координату с абсциссой $x = 0$) примем, что отношение $l_i/k|_{x=0}$ должно быть равно целому числу. Тогда выражение (5), удовлетворяющее условию муара, можно представить в виде

$$n_i k = \frac{A}{R_i + n_i k}, \quad (11)$$

где R_i — ордината рассматриваемой муаровой полосы, отсчитываемая от фокуса и равная $l_i - n_i k$, A — постоянная.

Легко видеть, что при правильно установленном значении n для каждой муаровой полосы график зависимости в координатах $(n_i, (R_i + n_i k^{-1}))$ будет прямой, проходящей через начало координат. При неправильной нумерации муаровых полос $N_i = n_i \pm p$ (где p — любое целое число) выражение (11) принимает вид

$$N_i k = \frac{A}{R_i + N_i k}.$$

Соответственно, график зависимости в координатах $(N_i, (R_i + N_i k)^{-1})$, не удовлетворяющих выражению (5), не представляет собой прямой и, самое главное, не проходит через начало координат. Это хорошо иллюстрируется на рис. 2, где прямая a соответствует истинным значениям

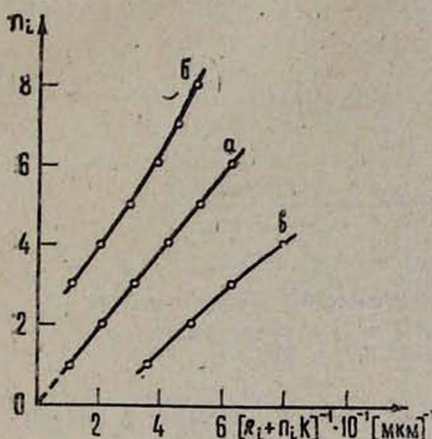


Рис. 2. График зависимости порядка «интерференции» муаровых полос от ординаты ячейки опорной сетки микроскопа: a — при правильном выборе порядка интерференции; b и v — при увеличении и уменьшении порядка интерференции соответственно на две единицы.

n_i , а b и v получены при значениях соответственно $p = +2$ и $p = -2$. По аналогии с многолучевой интерференцией [14], где порядки интерференции двух соседних полос равного хроматического порядка отличаются на единицу, здесь порядок интерференции двух соседних муаровых полос можно определить из условия (5):

$$r_i - R_i = n_i k = \frac{A}{R_i + n_i k}$$

$$r_{i+1} - R_{i+1} = (n_i + 1) k = \frac{A}{R_{i+1} + (n_i + 1) k},$$

где r_i — исходная ордината в области зазора, которая в поле головки сместилась на величину $n_i k$ и создала муаровую полосу с ординатой R_i (r_{i+1} и R_{i+1} — аналогичные значения для соседней муаровой полосы). Следовательно, порядки интерференции муаровых полос можно представить в виде

$$n_i = \frac{R_{i+1} + k}{R_i - R_{i+1} - 2k}. \quad (12)$$

Установив таким образом порядок интерференции каждой муаровой полосы, можно легко воссоздать конфигурацию полей равных напряженностей над зазором.

На рис. 3 изображена методика графического построения конфигурации полей H_x равных напряженностей. Приведенные на рис. 3 пунктирные кривые соответствуют усредненным муаровым полосам с порядком интерференции 4, 6 и 8. Точка a_1 , принадлежащая муаровой полосе с порядком интерференции $n = 8$, смещаясь в направлении от фокуса O на величину

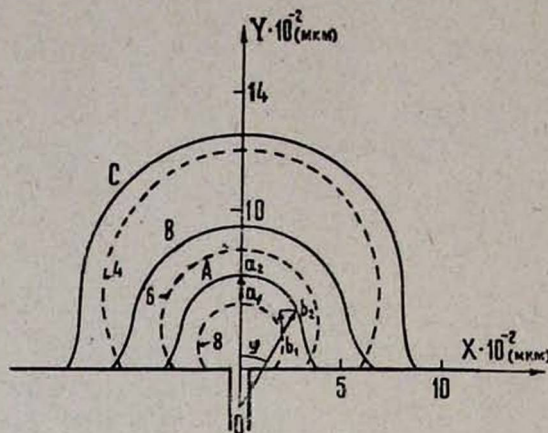


Рис. 3. Графическое нахождение конфигурации полей равных напряженностей компоненты поля H_x магнитных головок (сплошные линии): $A - H_x = 8,4$; $B - H_x = 5,6$; $C - H_x = 3,7$ Э.

$8k$, перейдет в положение a_2 . Соответственно точка b_1 перейдет в положение b_2 , которое определяется из соотношения $\frac{b_1 b_2}{\cos \varphi} = 8k$ и т. д. Таким образом, конфигурация равной напряженности поля $H_x = 8,4$ Эрстед определяется областью, изображенной сплошной кривой, на которой расположены точки $a_2, b_2, \dots$. Все сказанное выше относится также к нахождению конфигурации равной напряженности компоненты поля H_y над зазором головки.

Из вышеизложенного следует, что муаровый метод восстановления конфигурации поля над зазором магнитной головки является весьма простым и позволяет с большой точностью воссоздать конфигурацию компонент полей H_x и H_y равных напряженностей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мэвити Ц. К. Электроника, 52, 36 (1979).
2. Васильева Н. П., Малюгин В. И. Приборы и системы управления, № 9, 11 (1978).
3. Роскэмп Т. А., Френк Р. Д. Электроника, 50, 33 (1977).
4. Valstyn E. P., Shew L. F. IEEE Trans., Magn., MA9-9, 377 (1973).
5. Lazzari J. P. Rapport CEA-R-4164, 1972, 113 p. Перевод 75/48452 (ВЦП № Ц-50143).
6. Халецкий М. Б., Рау Э. И. Радиотехника, 33, 35 (1978).
7. Погосян Я. М., Погосян Т. А., Овсепян А. К. Авторское свидетельство СССР № 1035644 (1983).
8. Погосян Я. М., Овсепян А. К. Изв. АН АрмССР. Физика, 19, 271 (1984).
9. Бронштейн И. Н., Семендяев К. А. Справочник по математике, Изд. Наука, 1980, с. 178.

10. Погосян Я. М., Погосян Т. А., Овсепян А. К. Авторское свидетельство СССР № 1056272 (1982).
11. Бурюв В. А. Физика магнитной звукозаписи. Изд. Искусство, М., 1973.
12. Халецкий М. Б., Лукьянов А. Е., Рау Э. И. Авторское свидетельство СССР № 555128 (1977).
13. Гусев В. Н. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 34, 1560 (1970).
14. Погосян Я. М., Безириания П. А., Погосян Т. А. Оптика и спектроскопия, 26, 613 (1969).

ՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԿՈՆՖԻԳՈՒՐԱՑԻԱՆ ԲԱՑՎԱԾՔԻ ՎՐԱ

ՅԱ. Մ. ՊՈԴՈՍՅԱՆ, Ա. Կ. ՀՈՎՍԵՓՅԱՆ, Ա. Ռ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Մագնիսական գլխիկի բացվածքի վրա մագնիսական դաշտի կոնֆիգուրացիայի որոշման համար օգտագործվում է մուարի պատկերը, որը ստացվել է բացվածքի վերևում տեղադրված հենման ցանցի մագնիսական դաշտի բացակայությամբ պատկերի և բացվածքում որոշակի դաշտի առկայությամբ պատկերի վերադրմամբ։ Առաջարկված է մեթոդ ստացված մուարի պատկերների վերծանման համար և ցույց է տրված, որ այդ վերծանումը հնարավորություն է տալիս որոշել գլխիկի բացվածքի վրա դաշտի H_x և H_y բաղադրիչների հավասար լարվածությամբ դաշտերի կոնֆիգուրացիան։

THE CONFIGURATION OF MAGNETIC FIELD OVER THE MAGNETIC HEAD CLEARANCE

YA. M. POGOSYAN, A. K. HOVSEPYAN, A. R. ARUTYUNYAN

To determine the field configuration over the magnetic head clearance, we used the moire pattern obtained by the superposition of the picture of a supporting net placed over the clearance, in the absence of the field with that in the presence of a magnetic field in the clearance. A method is proposed for the decoding of the obtained moire pattern, and it is shown that such a decoding allows one to determine the configuration of fields over the head clearance when the intensities of H_x and H_y components are equal.

УДК 621.315.592

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДАВЛЕНИЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ
НА ЛЕГИРОВАННЫЙ ТЕЛЛУРОМ И СЕЛЕНОМ $n\text{-GaAs}_{1-x}P_x$

И. Ф. СВИРИДОВ

Одесский институт народного хозяйства

(Поступила в редакцию 17 октября 1983 г.)

На примере тройного соединения $\text{GaAs}_{1-x}P_x$ n -типа с донорной примесью теллура и селена рассмотрено влияние гидростатического давления и температуры на удельное сопротивление и коэффициент Холла. На основании полученных данных определены концентрации и подвижности электронов в минимумах (000) и (100) зоны проводимости при различных давлениях и температурах, а также энергетический зазор между этими минимумами и его зависимость от температуры и давления.

Исследование коэффициента Холла и удельного сопротивления в полупроводниках в зависимости от высокого давления при различных температурах представляет значительный интерес для физики полупроводников. Такие совместные измерения постоянной Холла и электропроводности при различных давлениях и температурах позволяют получить достаточно надежную информацию об изменении концентрации носителей тока, ширины запрещенной зоны в зависимости от давления, а также высказывать определенные суждения о некоторых особенностях зонной структуры исследуемых образцов.

Как известно, примеси определяют многие существенные свойства полупроводникового материала. Обычно рассматривают только те состояния примесного центра, которые связаны с абсолютным минимумом зоны проводимости или с абсолютным максимумом валентной зоны, поскольку эти состояния оказываются, как правило, наинизшими по энергии и определяют концентрацию свободных носителей тока при заданной температуре. Поэтому естественно, что в большинстве экспериментов проявляются только те примесные состояния, которые связаны с абсолютным экстремумом зоны проводимости.

До настоящего времени поведение твердых растворов $\text{GaAs}_{1-x}P_x$ при высоком давлении исследовалось лишь путем измерения зависимости удельного сопротивления от давления [1, 2].

В настоящей работе на образцах $\text{GaAs}_{1-x}P_x$ кроме измерений удельного сопротивления ρ проведены также измерения зависимости коэффициента Холла R_H от гидростатического давления в интервале температур 80—400 К, что позволило существенно сократить количество дополнительных предположений при расчетах [1]. На основе измерений зависимости ρ и R_H от давления были определены концентрации и подвижности электронов в минимумах (000) и (100) зоны проводимости, а также энергетиче-

ческий зазор между минимумами и его зависимость от температуры и давления.

Исследовались компенсированные твердые растворы $GaAs_{0,76}P_{0,24}$ и $GaAs_{0,43}P_{0,57}$ n -типа с донорной примесью теллура и селена при давлении до 15 кбар в интервале температур 80—400 К. Параметры исследованных кристаллов при 300 К и атмосферном давлении приведены в табл. 1. Все измерения проводились в камере высокого давления из термообработанной бериллиевой бронзы [3]. Измерения эффекта Холла и сопротивления проводились методом Ван-дер-Паува [4].

Таблица 1
Основные характеристики изучаемых образцов $n-GaAs_{1-x}P_x$ при комнатной температуре и атмосферном давлении.

Образец	Состав x	Примесь (донор)	$n_{300\text{ К}}, \text{ см}^{-3}$	$\mu, \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$
1А	0,24	Te	$4,5 \cdot 10^{17}$	570
3Б	0,57	Se	$1,5 \cdot 10^{13}$	512

Согласно работе [5] полагали, что изменение объема образца при давлении до 15 кбар составляет не более 2%, следовательно, изменением формы кристалла при гидростатическом сжатии можно было пренебречь; тогда $R(P)/R(0) \equiv \rho(P)/\rho(0)$.

На рис. 1 и 2 приведены зависимости ρ и R_H от давления для образцов $GaAs_{0,76}P_{0,24}$ (Te) (далее образец серии 1А) и $GaAs_{0,43}P_{0,57}$ (Se) (далее образец серии 3Б) n -типа проводимости при различных температурах. Как видно на рис. 1 и 2, при 80 и 196 К с ростом давления ρ возрастает, достигая максимума в интервале 2,8—4 кбар для образца 1А и в интервале 3,5—4,2 кбар для образца 3Б. Максимумы ρ уменьшаются при увеличении температуры до 400 К и смещаются в область высоких давлений. При 80 и 196 К коэффициент Холла для обоих образцов вначале растет с давлением, достигая максимума вблизи 2,6 кбар, а при 296 и 400 К максимумы исчезают и в области давлений от 2,6 до 7 кбар R_H быстро уменьшается. Далее с увеличением давления вплоть до 15 кбар постоянная Холла медленно уменьшается и почти достигает постоянного значения во всем изученном интервале температур, не превышающих 400 К.

На рис. 3 изображен график зависимости эффективной подвижности электронов μ^* в образцах n -типа $GaAs_{1-x}P_x$ от давления для двух температур: 80 К (зависимости 1) и 296 К (зависимости 3). Другие зависимости имеют аналогичный ход и отличаются только тангенсом угла наклона. Из этого рисунка следует, что μ^* уменьшается с ростом давления при всех температурах.

Наблюдаемые нами изменения ρ , R_H , μ^* в области температур от 296 до 400 К, возможно, сопоставимы с зонной структурой $GaAs_{1-x}P_x$ и могут быть объяснены в предположении, что в области давлений до 5 кбар, где наиболее сильно возрастает ρ , имеет место переход от проводимости по двум минимумам (000) и (100) к проводимости в минимуме (100).

Согласно [2] энергетический зазор ΔE_{12} между минимумами (000) и (100) зоны проводимости $GaAs_{1-x}P_x$ с ростом давления уменьшается и электроны переходят в вышележащий минимум (100), где электроны имеют более низкую подвижность, чем в минимуме (000).

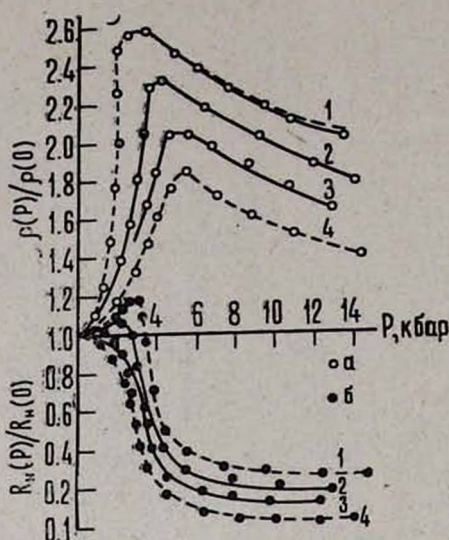


Рис. 1.

Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления (а) и коэффициента Холла (б) образца серии 1А от давления при различных температурах: 1—80; 2—196; 3—296; 4—400 К (кружки—экспериментальные результаты, штриховые кривые построены на основе формул (1) и (2)).

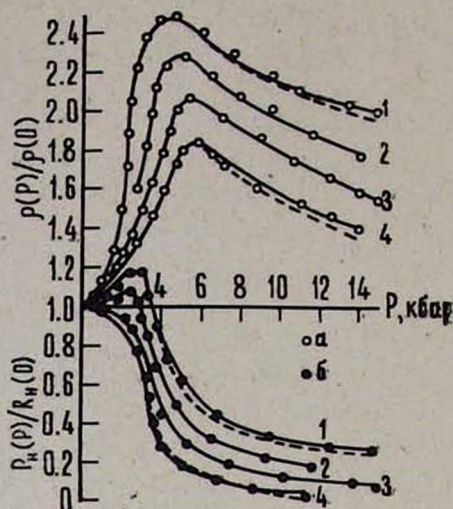


Рис. 2.

Рис. 2. Зависимость удельного сопротивления (а) и коэффициента Холла (б) образца серии 3Б от давления при различных температурах: 1—80; 2—196; 3—296; 4—400 К (кружки—экспериментальные данные, штриховые линии построены на основе формул (1) и (2)).

В рассмотренной области температур (296—400 К) R_H и μ^* быстро уменьшаются при давлении, равном 2,6 кбар, а выше 7 кбар постоянная Холла слабо падает, подвижность становится почти постоянной и равной

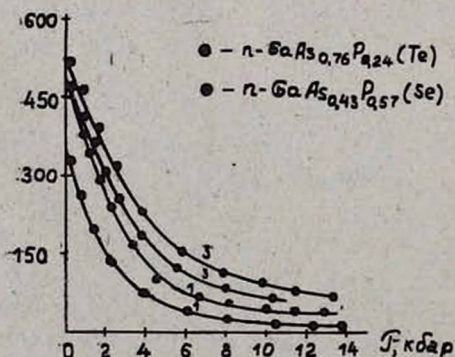


Рис. 3. Зависимость эффективной подвижности электронов в образцах $n-GaAs_{1-x}P_x$ от давления при различных температурах: 1—80; 3—296 К.

в среднем $\mu^* = 38 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ для образца 1А и $\mu^* = 32 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ для образца 3Б. Это, по-видимому, свидетельствует о том, что проводимость осуществляется только электронами в минимуме (100).

Концентрация n_2 электронов в минимуме (100) при температуре 296 К и давлении в 5 кбар для обоих образцов равна соответственно $4,5 \cdot 10^{17}$ и $1,5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. При этом считалось, что при комнатной температуре практически все донорные центры ионизированы и суммарная концентрация носителей тока $n = n_1 + n_2$ в минимумах (000) и (100) зоны проводимости постоянна и равна $4,5 \cdot 10^{17}$ и $1,5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ соответственно для образцов 1А и 3Б. Зная $n = n_1 + n_2$ и μ_2 , можно посчитать n_1 , n_2 и μ_1 при различных давлениях и температурах.

При 80 и 196 К ρ возрастает значительно быстрее с давлением, чем при температурах 296 и 400 К, и достигает максимума в интервале 3—5 кбар, R_H имеет максимум при $P = 2$ —3 кбар (см. рис. 1 и 2), а μ^* при 80 и 196 К монотонно убывает и достигает постоянной величины $\mu^* = 22$ см 2 /В·с для образца 1А и $\mu^* = 18$ см 2 /В·с для образца 3Б.

Таблица 2
Расчетные характеристики исследуемых образцов $n\text{-GaAs}_{1-x}\text{P}_x$

Образец	x	T, K	$\mu_2, \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$	$\Delta E_{12}(0), \text{эВ}$	$b = \frac{\mu_1}{\mu_2}$	$\gamma = \frac{n_2}{n_1}$	$\frac{d\Delta E_{12}}{dP}, \text{эВ/кбар}$
1А	0,24	80	20	0,045	29	7,2	{ 12·10 $^{-3}$
		196	23	0,067	22	—	
		296	30	0,071	19	5,6	
		400	45	0,079	18	4,8	
3Б	0,57	80	15	0,029	21	—	{ 10·10 $^{-3}$
		196	20	0,041	19	0,85	
		296	29	0,055	18	3,30	
		400	35	0,058	16	5,31	

При 80 и 196 К, как и при температурах 296 и 400 К, мы считаем, что в точках максимума ρ все электроны находятся в минимуме (100). Однако суммарную концентрацию $n = n_1 + n_2$ нельзя считать не зависящей от давления, так как при температурах от 80 до 196 К донорные уровни в образцах ионизированы частично. Уменьшение сопротивления с давлением от 3 до 5 кбар (см. рис. 1 и 2) соответствует уменьшению энергетического зазора между донорными уровнями Te , Se и дном минимума (100) с коэффициентом $-0,7 \cdot 10^{-3}$ эВ/кбар для образца серии 1А и с коэффициентом $-0,5 \cdot 10^{-3}$ эВ/кбар для образца серии 3Б.

Согласно работе [6] минимум (100) зоны проводимости в GaP понижается с ростом давления с коэффициентом $-1,1 \cdot 10^{-3}$ эВ/кбар. Различия этих коэффициентов можно объяснить тем, что донорные уровни Te и Se с ростом давления также приближаются к валентной зоне с коэффициентами $-0,4 \cdot 10^{-3}$ и $-0,6 \cdot 10^{-3}$ эВ/кбар для наших образцов.

Зная зависимость $\rho(P)$ и $n = n_1 + n_2$, мы определили n_1 , n_2 и μ_1 при разных значениях давления и температуры. При этом мы воспользовались формулами для удельного сопротивления и коэффициента Холла в случае проводимости по двум зонам:

$$\frac{\rho(P)}{\rho(0)} = \frac{b + \gamma \frac{1 + \gamma \exp(\gamma P/kT)}{1 + \gamma b + \gamma \exp(\gamma P/kT)}}{1 + \gamma b + \gamma \exp(\gamma P/kT)}, \quad (1)$$

$$R_H = [(1 + \nu)/en] [(b^2 + \nu)/(b + \nu)^2], \quad (2)$$

где $b = \frac{\mu_1}{\mu_2}$, $\nu = b \exp(-\Delta E_{12}(0)/kT) = n_2(0)/n_1(0)$, e — заряд электрона, T — абсолютная температура (К), P — давление (кбар), k — постоянная Больцмана, γ — барический коэффициент энергетического зазора между минимумами (000) и (100) зоны проводимости $GaAs_{1-x}P_x$.

Выражение (1) позволяет определить величину барического коэффициента. Найденная таким образом величина $d\Delta E_{12}/dP$ для исследуемых образцов составляет $12 \cdot 10^{-3}$ и $10 \cdot 10^{-3}$ эВ/кбар и находится в хорошем согласии с данными других работ [6, 7].

С использованием найденных нами барических коэффициентов для образцов серий 1А и 3Б была проведена теоретическая оценка зависимостей $\rho(P)$ и $R_H(P)$ при разных температурах и сравнена с экспериментальными данными. На рис. 1 и 2 показано сравнение расчетных кривых с экспериментом (кружки — экспериментальные данные, штриховые кривые — результаты расчета по формулам (1) и (2)). Из сравнения видно, что для образца серии 1А получено хорошее согласие теории с экспериментом для всего диапазона давлений и температур, а для образца серии 3Б — до 5,5 кбар при 80 и 400 К.

В расчетах учитывалось, что энергетический зазор ΔE_{12} между минимумами (000) и (100) зоны проводимости $GaAs_{1-x}P_x$ при возрастании давления и температуры уменьшается:

$$\Delta E_{12}(P, T) = \Delta E_{12}(0) - \left(\frac{d\Delta E_{12}}{dT} \right)_P T - \left(\frac{d\Delta E_{12}}{dP} \right)_T P,$$

где $d\Delta E_{12}/dT = 0,4 \cdot 10^{-4}$ эВ/К [1], $\Delta E_{12} = 0,36 - 0,8x + (6 \pm 2) \cdot 10^{-5}$ эВ [8], x — состав (см. табл. 1). Все расчетные величины исследуемых образцов приведены в табл. 2.

Таким образом, совместное измерение удельного сопротивления и коэффициента Холла под давлением в широком интервале температур позволяет получить достаточно надежную информацию об изменении концентрации носителей тока, ширины запрещенной зоны в зависимости от давления, а также высказать определенные суждения о некоторых особенностях зонной структуры исследуемого полупроводникового материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fenner G. E. Phys. Rev., 134A, 1113, (1964).
2. Craford M. G. et al. Phys. Rev., 168, 867 (1968).
3. Свиридов И. Ф. и др. Изв. вузов, Физика, № 1, 124 (1972).
4. Van der Pauw L. J. Phil. Res. Rep., 13, 1 (1958).
5. Свиридов И. Ф., Преснов В. А. ФТП, 9, 445 (1975).
6. Zallen R., Paul W. Phys. Rev., 134A, 1628 (1964).
7. Лихнер А. И., Пель Э. Г. ФТП, 5, 1725 (1971).
8. Юрова Е. С. ФТП, 6, 2093 (1972).

ՀԵՇՄԱՆ ԵՎ ԶԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ
ՏԵԼԼՈՒՐՈՎ ԵՎ ՍԵԼԵՆՈՎ ԼԵԳԻՐԱՑՎԱԾ $n\text{-GaAs}_{1-x}P_x$ -Ի ՎՐԱ

Ի. Ֆ. ՍՎԻՐԻԴՈՎ

Դիտարկված է հիդրոստատիկ ճնշման և շերմաստիճանի ազդեցությունը տեղյութի և սելենի զոնորային խառնուրդներով եռակի n -տիպի $\text{GaAs}_{1-x}P_x$ միացության տեսակարար դիմադրության և λ_{00} ի զործակցի վրա: Որոշված են էլեկտրոնների խտությունը և շարժունակությունը հաղորդականության զոնայի (000) և (100) մինիմումներում, ինչպես նաև էներգետիկ բացվածքը նշված մինիմումների արանքում զանազան շերմաստիճանների և ճնշումների դեպքում:

THE INFLUENCE OF HYDROSTATIC PRESSURE AND TEMPERATURE ON T_e AND S_e DOPED n -TYPE $\text{GaAs}_{1-x}P_x$

I. F. SVIRIDOV

The dependence of resistivity and of Hall coefficient on the pressure up to 15 kbar and temperatures ranging from 80 to 400 K has been studied for n -type $\text{GaAs}_{1-x}P_x$ samples with T_e and S_e donor impurities. On the basis of these data the concentration and mobility of electrons in (000) and (100) minima of the conduction band were obtained at different pressures and temperatures as well as the energy gap between these minima and its temperature and pressure dependences were determined.

УДК 535.375.5;621.375.8

ВЛИЯНИЕ СТОЛКНОВЕНИЙ
НА КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ

В. М. АРУТЮНЯН, Н. Ш. БАДАНЯН, Н. В. ШАХНАЗАРЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 4 октября 1983 г.)

Исследовано прохождение мощного монохроматического излучения через среду, состоящую из трехуровневых атомов. Показано, что при учете столкновений в рассеянной волне возникают резонансы на комбинационных частотах в первом порядке по интенсивности лазерного поля. Проведен численный анализ коэффициентов усиления в зависимости от частоты и интенсивности накачки.

При исследовании параметрического четырехфотонного смешивания в парах щелочных металлов Бломберген и др. [1, 2] обнаружили «новые резонансы». Они возникают, когда разность частот накачек $\omega_1 - \omega_2$ совпадает с тонким расщеплением дублетного состояния $nP_{1/2, 3/2}$. Было показано, что интенсивности линий «новых резонансов» не зависят от разности заселенностей состояний $nP_{1/2}$ и $nP_{3/2}$ и меняются только с изменением давления буферного газа. Гринберг [3] объяснил возникновение этих резонансов в модели «одетого атома» тем, что при учете столкновений происходит когерентное перемешивание состояний $nP_{1/2}$ и $nP_{3/2}$, в результате чего в параметрически рассеянных волнах возникают резонансы на частотах, отстоящих от накачки на Δ — частотное расстояние между уровнями $nP_{1/2}$ и $nP_{3/2}$.

Резонансно усилимые линии на комбинационных частотах, подобных [1, 2], наблюдались и ранее [4]. При прохождении только одной интенсивной волны накачки через пары калия были зарегистрированы линии, отстоящие от ω_{II} на Δ . Эффект этот был назван вынужденным электронным комбинационным рассеянием (ВЭКР). Существует традиционное представление о ВЭКР как о процессе, протекающем во времени последовательно: сначала идет заселение состояний $nP_{1/2}$ и $nP_{3/2}$, затем за счет разности заселенностей между ними происходит комбинационное рассеяние. Однако такое разделение процесса во времени не очевидно. Нами в настоящей работе исследован процесс ВЭКР, начинающийся с основного состояния и протекающий без предварительного заселения возбужденных состояний.

Рассмотрим среду, состоящую из трехуровневых атомов. Первый уровень соответствует основному состоянию атома $nS_{1/2}$, второй — возбужденному состоянию $n'P_{1/2}$, а третий — $n'P_{3/2}$. Через эту среду распро-

страняется интенсивное монохроматическое излучение с частотой ω_n , которая близка к частотам атомных переходов ω_{12} и ω_{13} . Для получения усиления или поглощения на частотах, отличных от частоты накачки, введем слабое затравочное немонахроматическое поле. С целью исключения параметрических процессов направим его навстречу интенсивной накачке.

Задача сводится к определению интенсивностей линий спектра затравочного излучения на выходе из среды. Амплитуды спектральных компонент слабого поля легко найти из укороченного уравнения Максвелла. Токи, входящие в правую часть уравнения, находим из системы уравнений для матрицы плотности в линейном приближении по интенсивности накачки. Решение для фурье-компоненты слабого поля имеет вид

$$e(z, \Omega) = e_0(\Omega) \exp[\beta(\Omega)z], \quad (1)$$

где Ω — текущая частота, $e_0(\Omega)$ — частотное распределение слабого поля на входе в среду.

В первом приближении по интенсивности накачки $\beta(\Omega)$ имеет четыре полюса. Два из них соответствуют поглощению на атомных частотах ω_{12} и ω_{13} , а два — рассеянию на комбинационных частотах $\Omega_{s, as} = \omega_n \mp \Delta$. Выпишем ту часть $\beta(\Omega)$, которая соответствует только ВЭКР:

$$\beta_k(\Omega) = i \frac{2\pi N \omega_n |d_{12}|^2 |d_{13}|^2 |E_n|^2}{c \hbar^3} \left\{ \frac{\beta_1}{\omega_n - \Delta - \Omega - \frac{i\gamma_{2,3}}{2}} + \frac{\beta_2}{\omega_n + \Delta - \Omega - \frac{i\gamma_{2,3}}{2}} \right\}, \quad (2)$$

$$\beta_1 = \frac{1}{\varepsilon_{13} - i \frac{\gamma_{23} - \gamma_{12}}{2}} \left\{ \frac{1}{\varepsilon_{13} - i \frac{\gamma_{23} - \gamma_{12}}{2}} - \frac{1}{\varepsilon_{13} - i \frac{\gamma_{12}}{2}} \right\}, \quad (3)$$

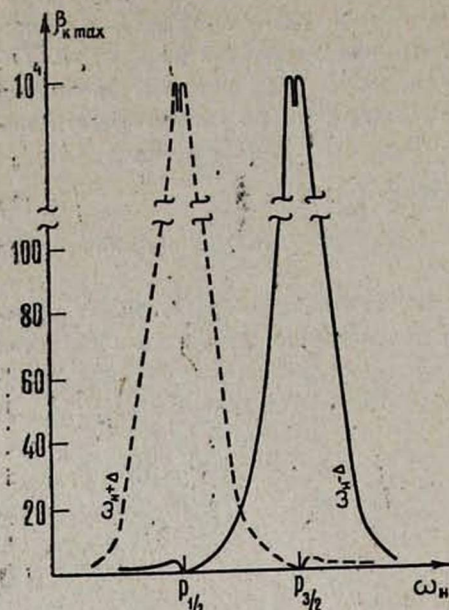
$$\beta_2 = \frac{1}{\varepsilon_{12} - i \frac{\gamma_{23} - \gamma_{13}}{2}} \left\{ \frac{1}{\varepsilon_{12} - i \frac{\gamma_{23} - \gamma_{13}}{2}} - \frac{1}{\varepsilon_{12} - i \frac{\gamma_{13}}{2}} \right\}, \quad (4)$$

где N — плотность атомов среды, d_{ik} — матричные элементы дипольного момента $i-k$ -перехода, $\varepsilon_{ik} = \omega_n - \omega_{ik}$ — отстройка резонанса, E_n — амплитуда поля накачки.

Вещественная часть $\beta_k(\Omega)$ является коэффициентом усиления или поглощения на комбинационной частоте. Прежде всего отметим, что $\text{Re } \beta_k(\Omega)$ пропорциональна фактору $\Gamma = \gamma_{23} - (\gamma_{12} + \gamma_{13})$, где γ_{23} — столкновительная ширина между возбужденными состояниями 2 и 3, γ_{12} и γ_{13} — ширины линий переходов 1—2 и 1—3. Таким образом, комбинационное рассеяние в первом приближении по интенсивности накачки имеет место, если только $\Gamma \neq 0$. Анализ выражения (2) показывает, что коэффициенты усиления вдали от резонансов одинаковы для обеих компонент ВЭКР, а вблизи резонансов имеется резкая асимметрия в усилении Ω_s и Ω_{as} , обусловленная тем, что коэффициенты усиления для них отличаются в $(\Delta/\gamma_{ik})^2$ раз.

В формулу (2) добавим члены, ответственные за линейное поглощение, учет которого приводит к порогу генерации комбинационных частот.

С ростом расстрой ε_{14} порог растет. Для получения усиления в широком диапазоне частот мощность накачки возьмем равной 25 МВт. Значения Γ_{12} , Γ_{13} , d_{12} и d_{13} посчитаны согласно [5] для паров цезия при плотности $1,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Принято, что $\Gamma_{23} = 4,3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. На рисунке представлены максимальные коэффициенты усиления на Ω_s и Ω_{as} в зави-



Зависимость максимальных коэффициентов усиления $\beta_{k \max}$ от частоты накачки ω_n для стоксовой (сплошная линия) и антистоксовой (пунктирная линия) компонент ВЭКР; $P_{1/2, 3/2}$ — дублетно расщепленное состояние атомов натрия.

симости от ω_n , которая перестраивается вблизи дублетно расщепленного состояния $n/P_{1/2, 3/2}$. Отметим еще, что для каждого значения ω_n $\text{Re} \beta_k(\Omega)$ вблизи Ω_s и Ω_{as} имеет дисперсионный вид, причем вдали от резонансов кривые симметричны, а когда ω_n близка к резонансным частотам ω_{12} и ω_{13} , дисперсионные кривые асимметричны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Prior Y. et al. Phys. Rev. Lett., 46, 111 (1981).
2. Bogdan A. R., Prior Y., Bloembergen N. Opt. Lett., 6, 82 (1981).
3. Gry nberg G. J. Phys. B: At. Mol. Phys., 14, 2089 (1981).
4. Sorokin P. P. et al. Appl. Phys. Lett., 10, 44 (1967).
5. Арутюнян В. М., Адоны Г. Г. Препринт ПЛРФ—78-01, ЕГУ, Ереван, 12 (1978).

ԲԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿՈՄԻՏԵԱՅԻՆ ՅՐՄԱՆ ՎՐԱ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ն. Շ. ԲԱԴԱՆՅԱՆ, Ն. Վ. ՇԱՀՆԱԶԱՐՅԱՆ

Ուսումնասիրված է հզոր մոնոքրոմատիկ ճառագայթման անցումը միջավայրի միջով, որը բաղկացած է հոսմակարգակ առումներից, Բախումներից հաշվի առնելու դեպքում առաջանում են ռեզոնանսների կոմբինացիոն հաճախությունների վրա՝ լազերային դաշտի ինտենսիվության առաջին կարգում: Բվային հաշվառման միջոցով հետազոտված է ուժեղացման գործակցի կախումը մղման հաճախությունից և ինտենսիվությունից:

THE INFLUENCE OF COLLISIONS ON THE PROCESS OF RAMAN SCATTERING

V. M. ARUTYUNYAN, N. Sh. BADANYAN, N. V. SHAKHNAZARYAN

The passage of an intensive monochromatic radiation through a medium consisting of three-level atoms has been studied. It is shown that when account of collisions is taken, there occur resonances at Raman frequency in the first-order of the laser field intensity. The dependence of amplification factor on the pumping frequency and intensity has been analyzed numerically.

УДК 539.3;534.29

ДИФФУЗИЯ ПРИМЕСИ В ПОЛЕ СТОЯЧЕЙ
УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ

В. С. АРАКЕЛЯН, А. А. АВАКЯН, С. В. СУЛЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 27 декабря 1983 г.)

Предложен метод создания объемной периодической структуры в твердых телах за счет диффузии межузельной примеси в поле стоячей ультразвуковой волны. Исследована динамика процесса.

Имеющиеся в настоящее время методы позволяют получить стационарные, периодические в пространстве структуры в основном в тонких пленках [1]. Исключение составляют работы [2, 3], в которых объемные периодические структуры (ПС) получены в процессе роста кристаллов в поле стоячей ультразвуковой (УЗ) волны. Учитывая, что целый ряд кристаллов выращивается из расплава при высоких температурах, когда поглощение УЗ энергии велико, использование метода получения ПС, указанного в [2, 3], в этом случае затруднительно.

Представляет интерес исследование возможности создания ПС в твердом теле посредством диффузии межузельной примеси в поле стоячей УЗ волны. В настоящей работе предлагается метод получения объемных ПС за счет указанного механизма.

Рассмотрим образец с равномерно распределенной по объему концентрацией примеси C_0 , в котором возбуждена стоячая УЗ волна. Фронт УЗ волны перпендикулярен оси z , направленной вдоль образца. Поглощение энергии УЗ волны происходит в основном за счет ангармонизма колебаний кристаллической решетки [4]. Наиболее полная теория этого механизма поглощения для случая бегущей волны при условии $\Omega\tau < 1$ (Ω — циклическая частота ультразвука, τ — время релаксации тепловых фононов) дана Вудрафом и Эренрайхом [5]. Используя метод, изложенный в [5], можно получить выражение для скорости передачи энергии от стоячей УЗ волны фононной системе [6]:

$$W = 2 I \alpha \sin^2 kz, \quad (1)$$

где $\alpha = \kappa T \gamma^2 \Omega^2 / \rho v^5$ совпадает с выражением, полученным в [5], I — интенсивность, k — волновое число ультразвука, κ — коэффициент теплопроводности, T — температура, γ — постоянная Грюнайзена, ρ — плотность, v — скорость распространения УЗ волны. При условии термодинамического равновесия скорость передачи энергии от УЗ волны фононной системе равна скорости передачи энергии фононной системой термостату [7]. Считая, что при наличии в твердом теле примеси с концентрацией

$C_0 \sim 10^{10}$ и выше «термостатом» служит примесь [8, 9], можно записать выражение для энергии, получаемой атомом примеси от УЗ волны:

$$Wt_s/C_0 = 2 I \alpha t_s \sin^2 kz/C_0, \quad (2)$$

где t_s — полупериод УЗ колебаний.

С учетом влияния стоячей УЗ волны коэффициент диффузии запишем в виде

$$D \equiv D_0 \exp\left(-\frac{Q - \langle E \rangle \sin^2 kz}{KT}\right), \quad (3)$$

где Q — энергия активации в отсутствии возмущения, D_0 — частотный фктор, $\langle E \rangle = 2 I \alpha t_s / C_0$.

В общем случае уравнения Фика запишем в виде

$$J = -\frac{\partial}{\partial z}(CD). \quad (4)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\frac{\partial J}{\partial z} = \frac{\partial^2}{\partial z^2}(CD). \quad (5)$$

Из (3)—(5) для стационарного случая получаем

$$C = \frac{C_0}{A} \exp\left(-\frac{\langle E \rangle \sin^2 kz}{KT}\right), \quad (6)$$

где

$$A = \frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda \exp\left(-\frac{\langle E \rangle \sin^2 kz}{KT}\right) dz,$$

λ — длина УЗ волны.

Таким образом, благодаря модуляции по координате энергии, передаваемой от УЗ волны примеси, воздействие на образец с первоначально равномерно распределенной примесью стоячей УЗ волны приводит к периодическому в пространстве распределению концентрации.

Для исследования динамики процесса решена нестационарная задача на ЭВМ. На рис. 1 представлен график зависимости изменения концен-

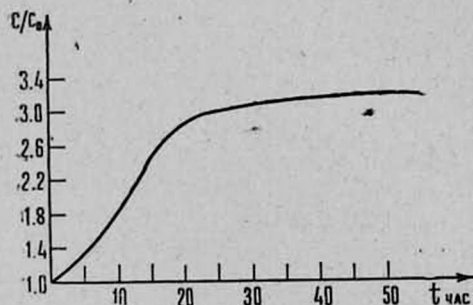


Рис. 1.

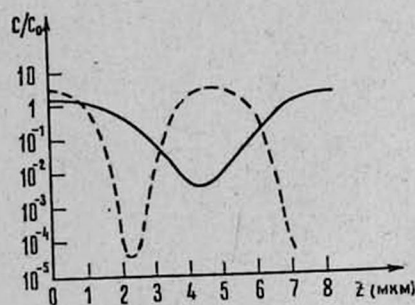


Рис. 2.

трации межузельного лития вдоль направления [100] от времени в точке минимума коэффициента диффузии в образце кристаллического кремния при $\Omega = 500$ МГц, $I = 5$ Вт·см $^{-2}$, $T = 360$ К. Как следует из графика,

система достигает стационарного состояния через 50 часов после начала процесса.

На рис. 2 показано изменение относительной концентрации примеси в стационарном случае вдоль кристаллографической оси [100] для Si и Ga As при тех же параметрах ультразвука и температуры при начальной концентрации межузельного лития $C_0 = 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, применение данной методики позволяет получать значительные изменения концентрации примеси, что представляет интерес для полупроводниковой техники, квантовой радиофизики и электроники, нелинейной оптики.

В заключение авторы считают приятным долгом поблагодарить В. М. Арутюняна и Б. М. Гюрджяна за интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Элаши Ш. ТИИЭР, 64, № 12, 22 (1976).
2. Аракелян В. С. и др. Письма в ЖЭТФ, 27, 656 (1978).
3. Аракелян В. С. и др. Труды Всесоюзной конференции «Оптика лазеров», Л., 1980.
4. Ахмезер А. И. ЖЭТФ, 8, 1318 (1938).
5. Woodruff T. O., Ehrenreich H. Phys. Rev., 123, 1553 (1961).
6. Arakelyan V. S., Avakyan A. A. Phys. Stat. Sol. (a), 80, K71 (1983).
7. Blount E. J. Phys. Rev., 114, 418 (1959).
8. Krevchik V. D., Muminov R. A., Yafasov A. Ya. Phys. Stat. Sol. (a), 63, K159 (1981).
9. Займан Дж. Электроны и фононы. Изд. ИЛ, М., 1962.

ԽԱՌՆՈՒՐԴԻ ԴԻՖԴՈՋԻԱՆ ԿԱՆԳՈՒՆ ՈՒՆԻԲԱԶԱՅՆԱՅԻՆ ԱՆԻՔԻ ԴԱՇՏՈՒՄ

Վ. Ս. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Ա. Ա. ԱՎԱԿՅԱՆ, Ս. Վ. ՍՈՒԼՅԱՆ

Առաջարկված է կանգուն ուլտրաձայնային ալիքի դաշտում միջանդուցային խառնուրդի դիֆուզիայի շնորհիվ պինդ մարմնում ծավալային պարբերական կառուցվածքի ստեղծման մեթոդ: Հետազոտված է պրոցեսի ընթացքը:

THE DIFFUSION OF AN INTERSTITIAL IMPURITY IN THE FIELD OF STANDING ULTRASONIC WAVE

V. S. ARAKELYAN, A. A. AVAKYAN, S. V. SULYAN

The diffusion of an interstitial impurity in a solid in the field of standing ultrasonic wave was calculated. The possibility of the formation of two-dimensional periodic structures due to the change in impurity concentration is shown. The dynamics of the diffusion process was investigated and the ratio of impurity concentration in maxima to that in minima was obtained to reach several orders of magnitude.

УДК 548.733

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАЯТНИКОВЫХ ПОЛОС ПРИ НАЛИЧИИ ДИЛАТАЦИЙ И ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ПОВОРОТОВ ОТРАЖАЮЩИХ ПЛОСКОСТЕЙ

К. В. АЛУМЯН, Р. И. БАГДАСАРЯН, Ф. О. ЭЙРАМДЖЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 17 мая 1983 г.)

Исследовано влияние относительных поворотов отражающих плоскостей (φ) и изменения межплоскостных расстояний (Δd) на маятниковые полосы (МП) в двухблочном рентгеновском интерферометре. Обнаружено, что оба фактора приводят к смещению вершин МП от центральной линии дифрагированного пучка. Для однозначной оценки влияния φ и Δd на МП предложен метод трехблочного интерферометра с клиновидным зеркальным блоком.

В блоках интерферометров, изготовленных из высокосоввершенных монокристаллов, обычно имеются искажения кристаллической решетки, т. е. относительные разориентации атомных плоскостей (φ) и разбросы (дилатации) межплоскостных расстояний (Δd). При рассмотрении влияния кристаллических нарушений, обусловленных наличием различных типов дефектов, на маятниковые полосы (МП) возникает необходимость однозначной оценки влияния вышеуказанных искажений на наблюдаемый эффект. В работах [1, 2] существованием φ и Δd объяснены смещения МП по всей ширине отраженного пучка. В работе [3] были рассчитаны МП при наличии в одном из блоков интерферометра Δd и φ (вокруг нормали к поверхности кристалла) и было показано, что смещения вершин МП от центра дифрагированного пучка обусловлены обоими факторами.

С целью экспериментального исследования влияния дилатаций и поворотов отражающих плоскостей на вид МП из почти бездислокационного кристалла кремния нами был изготовлен двухблочный интерферометр [4] (клин с преломляющим углом 1° — плоско-параллельный кристалл с толщиной 2,1 мм). Было использовано отражение (220) при излучении $MoK\alpha_1$.

Для осуществления относительных поворотов часть основания, соединяющая блоки интерферометра, была сделана в виде шейки (рис. 1) с раз-

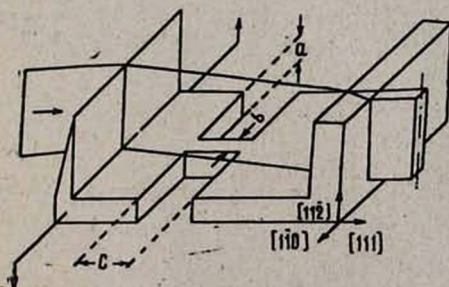


Рис. 1. Схематическая картина эксперимента.

мерами $a = 5,7$ мм, $b = 2,1$ мм, $c = 2,7$ мм, а на боковых поверхностях блока крепились рычаги, что позволяло вращать данный блок при неподвижном втором блоке. Вращающий момент изменялся от 0 до 120 Г·см с шагом 30 Г·см. Одновременно при разных значениях момента снимались секционные топограммы (рис. 2). Топограмма на рис. 2Д получена при отсутствии внешних воздействий.

Рис. 2. Маятниковые полосы при разных значениях вращающего момента (увеличено в пять раз).



Углы относительных поворотов отражающих плоскостей, соответствующие разным значениям вращающего момента, вычислялись по формуле, приведенной в [5]:

$$\varphi = \frac{Mc}{k_1 G (2a)^3 2b},$$

где M — вращающий момент, G — модуль сдвига для Si:

$$G = 5,3 \cdot 10^{11} \frac{\text{ДН}}{\text{см}^2}; \quad k_1 = 0,05.$$

На том же рентгеновском интерферометре исследовалось влияние однородных дилатаций между блоками, вызванных разностью температур между ними, на МП. Для этой цели один из блоков (клиновидный) равномерно нагревался так, чтобы разность температур (Δt) между блоками изменялась от 0 до 4°C (температура измерялась с помощью термопары медь—константан), и одновременно снимались топограммы. При таких значениях Δt для волны, отраженной от второго блока интерферометра, отклонение $\Delta\theta$ от точного угла Брэгга не превышало $0,4''$, что оценивалось по формуле

$$T = \frac{\Delta d}{ad} = \frac{\text{ctg } \theta}{a} \Delta\theta,$$

где $\alpha = 2,64 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ — коэффициент линейного расширения Si. Топограммы, полученные в этом случае, идентичны с теми, которые получались в случае относительных вращений блоков.

Таким образом, экспериментальное исследование показало, что как в случае относительных вращений блоков, так и при наличии однородных дилатаций между ними наблюдаются только смещения ($\Delta l = 0 \div 150$ мкм) V-образных полос от центра дифрагированного пучка, что согласуется с результатами работ [2, 3]. При этом МП уже не наблюдаются при $\varphi > 0,5''$ или $\Delta t > 4^\circ \text{C}$.

Расчет показал, что скорости изменения Δl в зависимости от φ и $\Delta \theta$ в пределах ошибки эксперимента почти одинаковы. Это означает, что наблюдаемый эффект одинаково чувствителен и к поворотам, и к дилатациям отражающих плоскостей.

Для однозначной оценки влияния дилатаций и поворотов отражающих плоскостей на эффект маятниковых биений нужно иметь чувствительный контроль по определению этих факторов. Таким контролем может служить метод рентгеновского муара, так как с его помощью можно отличать друг от друга эти два вида кристаллических нарушений. Если средний блок трехблочного интерферометра изготовить в виде клина, то на секционных топограммах, полученных от него, одновременно возникали бы и муар, и МП. Исходя из вида и периода муаровых полос можно оценить дилатации и относительные повороты отражающих плоскостей. Это дает возможность определить, какими нарушениями кристаллической решетки вызваны наблюдаемые изменения положений V-образных полос маятникового решения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аладжаджян Г. М., Безирянян П. А., Семерджян О. С. ФТТ, 19, 1359 (1977).
2. Аладжаджян Г. М., Кочарян А. К., Григорян А. М. ФТТ, 21, 2199 (1979).
3. Алумян К. В. Тезисы докладов XV Всесоюзного совещания по применению рентгеновских лучей к исследованию материалов. Черноголовка, 1982, с. 183.
4. Hart M., Milne A. D. Phys. St. Sol., 26, 185 (1968).
5. Bonse U., Hart M. Zeitschrift für Physik, 190, 461 (1966).

ՀԱՆՏԱՆԱԿԱՅԻՆ ՇԵՐՏԵՐԻ ՓՈՐՁԱԿԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՆՈՂ ՀԱՐԹՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՀԱՐԱՐԵՐԱԿԱՆ ՊՏՈՒՅՏՆԵՐԻ ԵՎ ԴԻԼԱՏԱՅԻՆՆԵՐԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Կ. Վ. ԱՐՈՒՄՅԱՆ, Ռ. Ի. ԲԱԳԴԱՍԱՐՅԱՆ, Ֆ. Հ. ԷՅՐԱՄԶՅԱՆ

Աշխատանքում ուսումնասիրված է ռենտգենյան երկբլուրեղ ինտերֆերոմետրում անդրադարձնող հարթությունների պտույտների և միջհարթությունային հեռավորությունների փոփոխությունների ազդեցությունը ճառանկային շերտերի տեսքի վրա:

AN EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF PENDELLÖSUNG FRINGES IN THE PRESENCE OF DILATATIONS AND FRACTIONAL ROTATIONS OF REFLECTING PLANES

C. V. ALUMYAN, R. I. BAGDASARYAN, F. H. EJRAMDZHYAN

The effect of crystalline disturbances in an X-ray two-block interferometer on the form of obtained Pendellösung fringes is considered.

УДК 621.373;826.038.823

ИМПУЛЬСНЫЙ ВОЛНОВОДНЫЙ CO_2 -ЛАЗЕР
С ПРОДОЛЬНЫМ РАЗРЯДОМ

В. С. АРАКЕЛЯН, К. А. АКОПОВА, Г. Р. БАРХУДАРЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 5 мая 1983 г.)

Экспериментально исследован компактный импульсный волноводный CO_2 -лазер с частотой повторения импульсов 250 Гц и короткими импульсами накачки. Приведены зависимости средней мощности излучения лазера от вложенной энергии и давления для разных составов рабочей смеси.

Интенсивно исследуемые в последние годы волноводные лазеры и особенно CO_2 -лазеры [1—7] перспективны из-за возможности создания на их основе малогабаритных генераторов с высокими значениями таких параметров, как плотность излучения, удельный энергоотъем, коэффициент усиления, большой диапазон перестройки частоты излучения. Высокие значения отмеченных параметров волноводных CO_2 -лазеров обусловлены малым диаметром разрядной трубки лазера и высоким давлением рабочей среды по сравнению с обычными газовыми лазерами.

В исследовании волноводных CO_2 -лазеров наряду с непрерывными лазерами [1, 2] особое место занимают импульсные волноводные лазеры с большой (вплоть до 40 кГц [3, 6]) частотой повторения импульсов и высокой скоростью прокачки рабочей смеси. В работах [3, 4] сообщается о получении генерации в волноводном режиме работы с поперечным разрядом и с высокой частотой повторения импульсов.

Характерными недостатками волноводных лазеров с поперечным разрядом являются невозможность получения высокой однородности разряда в волноводном канале и сложность конструкции. В связи с этим представляет интерес исследование импульсных волноводных лазеров с продольным разрядом. Увеличение рабочего напряжения в волноводном лазере с продольным разрядом по сравнению с лазерами с поперечным разрядом компенсируется однородностью разряда и простотой конструкции.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования энергетических характеристик волноводного CO_2 -лазера с продольным импульсным разрядом и высокой частотой повторения импульсов. Исследование было проведено на лазере с разрядной трубкой из BeO (рис. 1) с внутренним диаметром 0,3 см и длиной 30 см. Резонатор состоял из глухого зеркала с алюминиевым покрытием и выходного германиевого зеркала без покрытия, оба имели радиус кривизны 60 см. Зеркала крепились на расстоянии 1 см от концов трубки к юстировочным устройствам. Катодом служил один из фланцев, анодом — бронзовое кольцо, плотно прилегающее к концу трубки. Источником накачки служил ге-

нератор высоковольтных импульсов на тиратроне ТГИИ-100/8 с трансформаторной связью с разрядным каналом лазера. Исследования проводились на четырех составах смеси CO_2 , N_2 , He с соотношениями компонентов соответственно 1:2:3, 5:3:12, 1:1:8, 1:1:4 в диапазоне давлений 20—60 мм. рт. ст.

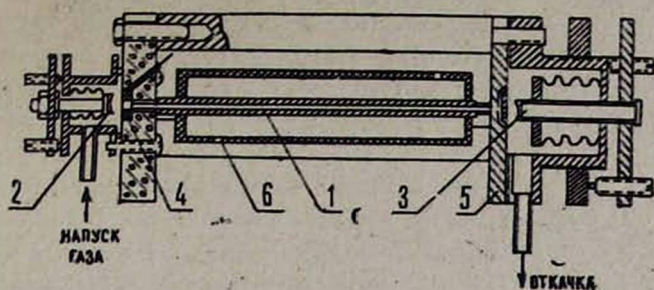


Рис. 1. Конструкция волноводного лазера: 1 — трубка из BeO ; 2 — глухое зеркало; 3 — выходное зеркало; 4 — анод; 5 — катод-фланец; 6 — рубашка охлаждения.

Давление измерялось на входе и выходе разрядной трубки образцовыми мановакуумметрами. Отсутствие заметной разницы давлений на концах разрядной трубки говорит о незначительной скорости прокачки рабочей смеси.

На рис. 2а и б представлены зависимости средней мощности генерации от давления активной среды для различных составов смеси и от энергии

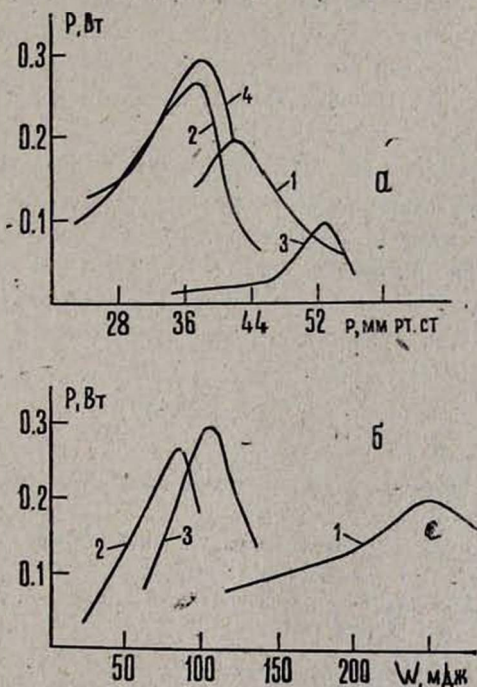


Рис. 2. а) Зависимость средней мощности излучения от давления рабочей смеси при соотношениях компонентов CO_2 : N_2 : He : 1—5:3:12; 2—1:2:3; 3—1:1:8; 4—1:1:4. б) Зависимость средней мощности излучения от вложенной энергии при соотношениях компонентов рабочей смеси CO_2 : N_2 : He : 1—5:3:12; 2—1:2:3; 3—1:1:4.

говклада. Оптимальной по средней выходной мощности оказалась смесь с соотношением компонентов $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He}$ 1:1:4, максимальная средняя мощность регистрировалась при давлении 38 мм рт. ст. и составляла 0,3 Вт. Как видно из представленных зависимостей, с увеличением содержания гелия увеличивается давление, соответствующее оптимуму средней выходной мощности. Импульс излучения имеет пик длительностью $\sim 10^{-6}$ с и «хвост», длительность которого меняется с давлением рабочей смеси, слабо зависит от содержания гелия и сильно — от содержания азота. Короткий пик в начале импульса излучения обусловлен характеристиками накачки. Длительность тока накачки — порядка 10^{-6} с. Мощность лазера в импульсе достигала значения 100 Вт при частоте повторения импульсов 250 Гц. Импульсная мощность в одиночном режиме работы достигала 300 Вт. Эффективность лазера с учетом вложенной энергии для смеси 1:1:4 составила 1%, что совпадает с данными, полученными в волноводных лазерах с поперечным разрядом [3, 4]. Следует ожидать существенного увеличения КПД, выходной мощности и оптимального энергоуклада при уменьшении потерь в волноводе и повышении коэффициента отражения выходного зеркала до 86—90%. Измерения тока показали, что оптимум по средней выходной мощности получается при плотности тока порядка 7 А/см², что существенно превышает значение плотности тока в непрерывных волноводных лазерах (160 мА/см² [2]) и в 2 раза превышает значение, полученное в работе [5] (3 А/см², поперечный разряд с предыонизацией), где ограничением увеличения тока накачки служило появление дуги в разряде. Энергия в импульсе излучения при частоте повторения 250 Гц составила $1,2 \cdot 10^{-3}$ Дж, энергия с единицы объема — $0,6 \cdot 10^{-3}$ Дж/см³, что близко к параметрам лазеров с поперечным разрядом [4, 5] и в два раза превышает этот параметр в одиночном режиме работы.

Полученные результаты подтверждают перспективность создания и исследования волноводных CO_2 -лазеров с короткими ($\sim 10^{-6}$ с) длительностями тока накачки. Увеличение частоты повторения импульсов накачки, оптимизация коэффициента отражения выходного зеркала при большой скорости прокачки позволят существенно увеличить как среднюю выходную мощность излучения, так и импульсную.

ЛИТЕРАТУРА

1. Григорьянц В. В., Кузяков Б. А., Синицын А. М. Квантовая электроника, 6, 759 (1979).
2. Shtrahata H., Fujitoko J. J. Appl. Phys., 47, 2627 (1976).
3. Smith P. W. et al. Opt. Comm., 16, 50 (1976).
4. Walker A. C., Rickwood K. R. J. Physics, E. Scient. Instr., 9, 432 (1976).
5. Löfving S. IEEE, QE—13, 379 (1977).
6. Антохов В. В. и др. Квантовая электроника, 8, 904 (1981).
7. Григорьянц В. В., Жаботинский М. Е., Кузяков Б. А. Квантовая электроника, 9, 1496 (1982).

Վ. Ս. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Կ. Ա. ԱԿՈՊՈՎԱ, Հ. Ռ. ԲԱՐԻՈՒԴԱՐՅԱՆ

Բերված են 250 Հց հաճախությամբ երկայնական իմպուլսային պարպումով աշխատող ալիքատարային CO_2 լազերի ճառագայթման միջին հզորության էքսպերիմենտալ հետազոտման արդյունքները, կախված ներդրված էներգիայի և բանվորական խառնուրդի ճնշումից $CO_2:N_2:He$ տարրեր բաղադրությունների համար: Ցույց է տրված իմպուլսային երկայնական պարպումով աշխատող էֆեկտիվ ալիքատարային CO_2 լազերների ստեղծման հնարավորությունը:

PULSED CO_2 WAVEGUIDE LASER WITH CONVENTIONAL DISCHARGE

V. S. ARAKELYAN, K. A. AKOPOVA, H. R. BARKHUDARYAN

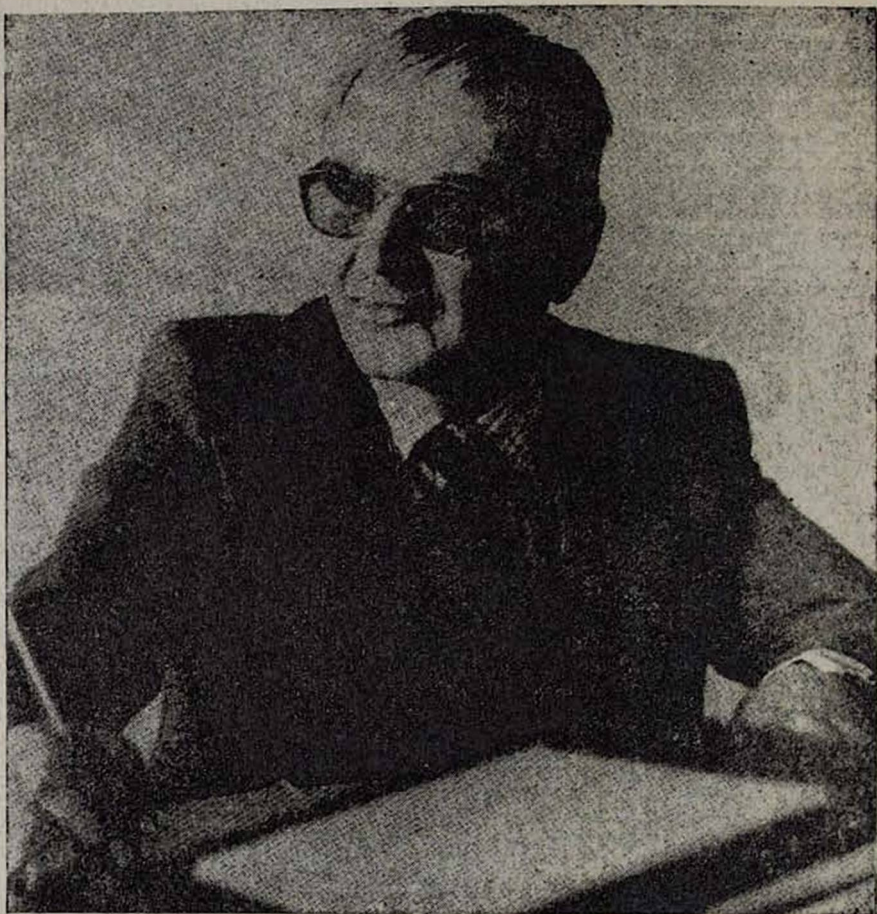
The dependences of the average pulse power of a waveguide CO_2 laser with conventional discharge and high pulse repetition rate on the input energy and gas pressure are given for different mixture ratios of $CO_2:N_2:He$ gas.

PERSONALIA

ГРИГОРИЙ МАРКАРОВИЧ ГАРИБЯН

(К шестидесятилетию со дня рождения)

В этом году исполняется 60 лет со дня рождения и 35 лет научной деятельности крупного физика-теоретика, действительного члена АН Армянской ССР, доктора физико-математических наук, профессора Григория Маркаровича Гарибяна.



Григорий Маркарович Гарибян родился 13 декабря 1924 г. в г. Тбилиси в семье врача. Его отец, Маркар Бахшиевич, выпускник медицинского факультета Одесского университета, был высокообразованным человеком, которого отличали большое трудолюбие и доброта, и он сумел воспитать эти качества в сыне. В 1932 г. Г. М. Гарибян поступил в среднюю школу

№ 16 г. Баку, где в то время жили его родители, а после окончания школы переехал в г. Ереван. Прочувшись год на физико-математическом факультете Ереванского государственного университета и почувствовав тягу к теоретической физике, Г. М. Гарибян перевелся на физический факультет Московского государственного университета. Дипломная работа, выполненная под руководством проф. Я. П. Терлецкого, стала первой научной публикацией Г. М. Гарибяна.

В 1948 г., окончив с отличием МГУ, Г. М. Гарибян возвратился в Ереван и поступил в аспирантуру Физического института АН АрмССР (ФИАН АрмССР). Учеба в аспирантуре проходила в Москве под руководством крупнейшего советского физика-теоретика проф. И. Я. Померанчука, который знал Г. М. Гарибяна еще со студенческой скамьи и на пятом курсе университета предложил ему рассчитать коэффициенты внутренней конверсии γ -лучей.

Первые работы Г. М. Гарибяна были выполнены в области квантовой электродинамики. Им было детально исследовано рождение электрон-позитронной пары фотоном в поле электрона (позитрона) и тормозное излучение электрона при рассеянии на электроне и позитроне. Эти исследования неоднократно обсуждались в литературе и вошли в монографии и обзоры. Они легли в основу кандидатской диссертации, которую Г. М. Гарибян защитил в Институте физических проблем АН СССР в начале 1952 г.

И в дальнейшем Г. М. Гарибян продолжал интересоваться вопросами физики элементарных частиц. В 1957 г. им совместно с талантливым физиком-теоретиком Л. М. Африкьяном была выполнена пионерская работа по e^+e^- -аннигиляции с образованием адронов задолго до того, как такие процессы стали широко изучаться как теоретически, так и экспериментально на крупнейших ускорителях мира.

После защиты диссертации Г. М. Гарибян возвратился в Ереван и поступил на работу в ФИАН АрмССР, с которым связал всю свою дальнейшую научную деятельность. В конце 1952 г. он был назначен на должность ученого секретаря института. В те годы основным направлением исследований, проводимых в ФИАН АрмССР, была физика космических лучей и элементарных частиц, и Г. М. Гарибян активно занялся этими вопросами. Им совместно с И. И. Гольдманом была решена интересная задача, в которой на основе известных спектров космических мюонов на разных высотах предсказывались энергетические спектры μ -мезонов космического излучения в атмосфере. Эта работа получила высокую оценку и была удостоена в 1954 г. премии Президиума Академии наук СССР.

Одной из проблем, с которой сталкивались физики-экспериментаторы, занимающиеся космическими лучами, было измерение энергии релятивистских частиц космического излучения. Поскольку с ростом энергии частиц известные тогда методы их регистрации становились все менее эффективными, Г. М. Гарибян занялся поиском физических эффектов, которые можно было бы использовать для этих целей при достаточно больших энергиях регистрируемых частиц.

Внимание Г. М. Гарибяна привлекла опубликованная еще в 1946 г. работа В. Л. Гинзбурга и И. М. Франка, в которой теоретически предска-

зывалось существование нового вида излучения — переходного, возникающего при пересечении зарядом границы раздела двух сред. Разработав весьма простой, но строгий метод расчета такого излучения, Г. М. Гарибян выполнил целый ряд интересных работ, положивших начало решению и детальному исследованию таких электродинамических задач, в которых решающая роль принадлежит границам раздела сред.

Хотя переходное излучение от одной границы растет с ростом энергии, но оно чрезвычайно мало. Можно было надеяться на увеличение излучения за счет прохождения частицей большого числа границ. Так возникла и была решена задача о переходном излучении заряда, пролетающего через слоистую среду.

В 1959 г. Г. М. Гарибян опубликовал работу по исследованию ионизационных потерь в тонких пленках вещества. Им было показано, что при толщине пленки, меньшей некоторого критического значения, эффект плотности Ферми не будет успевать развиться за время пролета частицы через пленку и ионизационные потери в этом случае будут логарифмически зависеть от энергии частицы. Это предсказание было впоследствии подтверждено группой ереванских и харьковских физиков на Харьковском линейном ускорителе электронов.

В том же 1959 г. Г. М. Гарибян, обобщив метод Ландау расчета электродинамических потерь энергии заряженных частиц в среде, применил его к задаче о переходном излучении и ионизационных потерях в пластине. Им был получен очень важный результат, заключающийся в том, что полные потери энергии в достаточно толстой пластине зависят от лоренц-фактора частицы линейно. К такому же результату пришел сотрудник ФИАН СССР К. А. Барсуков, который показал, что в волноводах поток электромагнитной энергии, излученной ультрарелятивистской частицей при пересечении границы двух сред, вдали от границы также линейно зависит от лоренц-фактора, и это обусловлено рентгеновской областью частот. Проанализировав свои результаты, Г. М. Гарибян пришел к выводу, что в случае пластины главную роль в суммарном переходном излучении вперед также играют рентгеновские частоты. В результате было открыто рентгеновское переходное излучение (РПИ), полная интенсивность которого линейно зависит от лоренц-фактора частицы. Благодаря этому свойству РПИ впоследствии приобрело большое практическое значение, так как открыло новую и совершенно уникальную возможность идентификации ультрарелятивистских заряженных частиц и измерения их энергии.

Много внимания уделил Г. М. Гарибян рассмотрению влияния многократного рассеяния на переходное излучение. Поскольку с ростом энергии частицы зона формирования РПИ растет, учет многократного рассеяния заряда в веществе мог заметно исказить обычный механизм образования переходного излучения. В работе Г. М. Гарибяна и И. Я. Померанчука впервые были сформулированы критерии, при выполнении которых обычная теория РПИ становится неприменимой и заметную роль начинает играть процесс многократного рассеяния.

После этого Г. М. Гарибяном было рассмотрено образование РПИ в стопке пластин, исходя из полученного им ранее точного решения задачи

для слоистой среды с помощью предельного перехода к случаю излучения вперед в рентгеновской области частот. Было показано, что в определенных условиях интегральная интенсивность излучения от стопки пластин пропорциональна числу пластин, а периодичность слоистой среды проявляется в наличии резких интерференционных максимумов в частотно-угловом спектре. Впоследствии Г. М. Гарибяном с сотрудниками было показано, что даже достаточно сильные отклонения параметров стопки от периодичности слабо влияют на его частотный спектр, если зона формирования излучения в вакууме значительно меньше среднего расстояния между пластинами.

Разработка теории РПИ легла в основу докторской диссертации Г. М. Гарибяна «Некоторые вопросы теории электромагнитных потерь энергии частицы», которая была защищена в 1961 г. в Москве в Институте теоретической и экспериментальной физики.

Последующие годы были годами бурного развития теории переходного излучения в работах Г. М. Гарибяна и его многочисленных учеников. В Армении возникло новое направление исследований, признанное как в нашей стране, так и за ее пределами. Теоретические работы стимулировали проведение и экспериментальных исследований переходного излучения в Армении. В начале шестидесятых годов в Ереванском физическом институте (ЕрФИ) впервые был поставлен эксперимент по регистрации РПИ, генерированного мюонами космического излучения. Особый размах приняли эти исследования в ЕрФИ после запуска электронного ускорителя в 1967 г. Несколько экспериментальных групп, возглавляемых А. И. Алиханяном, М. П. Лорикяном, А. Г. Оганесяном, выполнили большой объем работ по проверке предсказаний теории Г. М. Гарибяна.

Исследования переходного излучения, проведенные в Армении, сыграли решающую роль в активизации такого рода работ и в других научных центрах. Эксперименты стали проводиться в США: в Брукхевенской национальной лаборатории (группа проф. Л. Юаня), на Стенфордском электронном ускорителе, на станциях космических лучей университетов штатов Мериленд и Колорадо; в Европе: в Швейцарии, Англии и Италии. Этому во многом способствовало то обстоятельство, что стало ясно, что РПИ может быть использовано для создания детекторов заряженных частиц сверхвысоких энергий. В результате были созданы светосильные детекторы РПИ, которые прочно вошли в практику физического эксперимента на ускорителях и в космических лучах. РПИ-детекторы использовались: в ЕрФИ, на высокоточной станции космических лучей Арагац, и в Мерилендском университете в США для разделения пионов от протонов, имеющих энергию свыше 300 ГэВ; в установках на аэростатах в Чикагском университете и на искусственных спутниках Земли в НИИЯФ МГУ для разделения электронов от протонов первичного космического излучения; в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) для разделения электронов от пионов в экспериментах по исследованию J/ψ-мезона и других резонансов с чармом на встречных пучках; на крупнейшем в США ускорителе в Батавии в эксперименте по рождению струй в адрон-адронных взаимодействиях. Таков неполный перечень важных экспериментов, выполненных в последние годы, в которых были использованы детекторы РПИ.

В начале семидесятых годов перед Г. М. Гарибяном встал вопрос создания микроскопической теории переходного излучения. Дело в том, что в рентгеновской области частот, где длина волны становится порядка расстояний между атомами в твердых телах или меньше, макроскопический подход в ряде случаев мог оказаться не совсем удовлетворительным. Обстоятельный теоретический анализ, проведенный Г. М. Гарибяном совместно с Ян Ши, а также плодотворные обсуждения с московскими физиками, привели к созданию микроскопической теории РПИ, в которой использовались методы динамической теории дифракции рентгеновских лучей в кристаллах. С помощью вновь созданной теории было показано, что в кристаллах в результате когерентного рассеяния поля заряженной частицы на атомах при определенных частотах и под довольно большими относительно траектории частицы углами должны наблюдаться резкие максимумы излучения, интенсивность которого пропорциональна толщине кристалла.

Г. М. Гарибяном с сотрудниками была разработана теория образования РПИ в нерегулярной стопке пластин с произвольным распределением толщин пластин и расстояний между ними и выявлены особенности переходного излучения в этом случае. Г. М. Гарибяна всегда отличало стремление добиться полной ясности в понимании исследуемой проблемы. Не раз он возвращался в дальнейшем к вопросу о влиянии многократного рассеяния на переходное излучение, исследовав подробно вместе с сотрудниками роль этого эффекта в образовании РПИ в пластине и в стопке пластин с учетом поглощающей способности среды.

Параллельно с работами по теории переходного излучения Г. М. Гарибян продолжал исследования потерь энергии заряженных частиц в тонких слоях вещества. Им с сотрудниками было установлено, что ток вторичной электронной эмиссии в диэлектрической пленке будет логарифмически зависеть от энергии первичных частиц, если внутри пленки создать сильное электрическое поле. Эта работа стимулировала последующие экспериментальные исследования по вторичной электронной эмиссии в тонких пленках, которые привели к созданию детекторов частиц на основе управляемой вторичной электронной эмиссии.

Ряд работ Г. М. Гарибяна имеет непосредственное отношение к астрофизике. Еще в 1954 г. он рассчитал степень поляризации излучения релятивистских электронов, движущихся в магнитных полях различных астрофизических объектов, подтвердив результаты измерений, выполненных в Бюраканской обсерватории. А значительно позже Г. М. Гарибяном с сотрудниками было показано, что наблюдаемое в околосолнечном пространстве космическое рентгеновское излучение в некоторых случаях представляет собой РПИ, образованное космическими заряженными частицами в космических пылевых или молекулярных облаках.

Работы Г. М. Гарибяна имели большое значение для развития теоретической физики в Армении. Он активно привлекал к исследованиям способную молодежь. Г. М. Гарибян воспитал большое число учеников и последователей, среди которых четыре доктора и более 15 кандидатов физико-математических наук. Четверо его бывших студентов избраны в состав Академии наук республики.

Г. М. Гарибян не раз представлял советскую науку на Международных конференциях, выступая с обзорными докладами по теории переходного излучения. Признанием заслуг созданной Г. М. Гарибяном научной школы явилось проведение в Ереване в 1977 и 1983 гг. Международных симпозиумов по переходному излучению частиц высоких энергий, в работе которых приняли участие видные ученые из многих стран мира.

Г. М. Гарибян является автором свыше 160 опубликованных работ. Результаты многолетних исследований переходного излучения обобщены им в совместной с Ян Ши монографии «Рентгеновское переходное излучение», вышедшей в свет в Издательстве АН АрмССР в 1983 г. Интенсивную научную работу Г. М. Гарибян успешно сочетал с преподавательской деятельностью, которая началась в 1949 г. в Ереванском государственном университете. По мнению его многочисленных студентов, многие из которых впоследствии стали известными учеными, его лекции отличались глубиной, детальной методической разработкой и пользовались большой популярностью.

Научно-организационная деятельность Г. М. Гарибяна началась почти сразу после защиты им кандидатской диссертации. Он долгие годы был ученым секретарем ФИАН АрмССР, заместителем директора этого института по науке, руководителем сектора и лаборатории. В течение ряда лет Г. М. Гарибян возглавлял теоретический отдел Института радиофизики и электроники АН АрмССР и много сделал для подготовки кадров теоретиков. Он принимал самое активное участие в организации нового научного центра — Отдела прикладных проблем физики АН АрмССР (ОППФ АН АрмССР).

В 1963 г. Г. М. Гарибян был избран членом-корреспондентом, а в 1971 г. — академиком АН Армянской ССР. В 1974 г. он был избран членом Президиума и академиком-секретарем Отделения физико-математических наук АН АрмССР. Г. М. Гарибян является членом нескольких научных советов и в настоящее время возглавляет специализированный совет по присуждению ученой степени кандидата физико-математических наук в ОППФ АН АрмССР. Со дня основания в 1966 г. Г. М. Гарибян является ответственным редактором журнала «Известия АН Армянской ССР, Физика». Он награжден двумя орденами Трудового Красного Знамени.

Безгранично преданный науке, ученый-коммунист Г. М. Гарибян с присущей ему душевной щедростью делится своим опытом и знаниями с молодыми коллегами, всегда находит время и силы прийти им на помощь.

Поздравляя Григория Маркаровича Гарибяна со знаменательным юбилеем, его друзья, коллеги и ученики желают ему доброго здоровья и новых больших достижений в науке.

*В. А. Амбарцумян, Г. А. Вартапетян, Г. С. Саакян,
А. Ц. Амагуни, А. Р. Мкртчян*

Авакян А. А. (см. Аракелян В. С.)	6	340
Авакян Р. О., Авдалян Г. А., Аветисян А. Э., Алабабян К. Ш., Азаронян А. В., Армазян А. А., Арутюнян Л. Г., Багдасарян А. С., Вартапетян Г. А., Данагулян С. С., Еганов В. С., Карапетян А. П., Марукян Г. О., Матевосян Э. М., Мирзоян Р. М., Оганесян А. А., Петросян Ж. В., Прохоренко И. П., Схторян Е. М., Саркисян Р. Ц., Тароян С. П., Элбакян Г. М., Авакян Э. О., Оганесян М. А. Измерение асимметрии сечения реакции $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ для угла рождения пиона 65° в с. ц. м. в резонансной области	1	50
Авакян Р. О., Асатиани Т. Л., Бабян Х. П., Баян Г. Л., Сардарян Р. А. Академик Абрам Исаакович Алиханов (К 80-летию со дня рождения)	3	115
Авакян Р. О., Армазян А. А., Арутюнян Л. Г., Багдасарян А. С., Вартапетян Г. А., Гарибян Ю. А., Данагулян С. С., Марукян Г. О., Матевосян Э. М., Мирзоян Р. М., Оганесян А. А., Петросян Ж. В., Саркисян Р. Ц., Сукиасян Ю. Э., Схторян Е. М., Тароян С. П., Элбакян Г. М. Измерение асимметрии сечения реакции $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ для угла $\theta_{\pi^0} = 80^\circ$ в резонансной области энергий	3	103
Авакян Р. О., Айвазян Р. Б., Асатрян Р. А., Бартикян М. Б., Буюкян С. П., Казарян А. П., Кордонский М. С., Матевосян Э. М., Прохоренко И. П., Оганесян А. А., Схторян Е. М., Сирунян А. М., Петросян Ж. В., Шихляров К. К. Результаты разработок и использования многопроволочных пропорциональных камер в экспериментах на Ереванском электронном синхротроне	6	314
Авакян Э. О. (см. Авакян Р. О.)	1	50
Авдалян Г. А. (см. Авакян Р. О.)	1	50
Аветисов В. А., Аникин С. А. Квантовомеханическая модель неравновесной селектирующей системы	4	185
Аветисян А. Э. (см. Авакян Р. О.)	1	50
Алабабян К. Ш. (см. Авакян Р. О.)	1	50
Аладжаниян С. А. (см. Арутюнян В. М.)	2	81
Азаронян А. В. (см. Авакян Р. О.)	1	50
Агинян М. А., Амбарцумян А. С., Ян Ш. Рентгеновское переходное излучение в случае тел конечных размеров	6	297
Айвазян Р. Б., Баян Г. Л., Вартанян Г. С., Князян С. Г., Маргарян А. Т., Матевосян Э. М., Шихляров К. К. Искровой спектрометр с большой продольной базой	2	95
Айвазян Р. Б., Егиян К. Ш., Матевосян Э. М., Огаджаниян М. С., Шарабян Ю. Г. О возможности использования дрейфовых и пропорциональных камер в качестве годоскопов в экспериментальных установках	5	276
Айвазян Р. Б. (см. Авакян Р. О.)	6	314
Акопова К. А. (см. Аракелян В. С.)	6	346
Акопян А. В. О тормозном излучении продольных плазменных волн подтепловыми электронами в плазме	1	15
Акопян А. В. К теории тормозного излучения электронных ленгмюровских волн в плазме	2	65
Акопян Д. Г. (см. Арутюнян В. М.)	4	222

Акопян Р. С. Ориентационная оптическая нелинейность вблизи неустойчивостей кузнецовского и пуазельевского течений нематических жидких кристаллов	2	74
Аланян К. В., Демирчян Р. А., Егиян К. Ш., Степанян С. Г., Шарабян Ю. Г. Анализ угловых распределений кумулятивных протонов	4	177
Алексанян А. Г., Бояхчян Г. П., Мирабекян Э. Г. Полупроводниковый квантовый генератор субмиллиметрового диапазона с распределенной обратной связью	4	198
Алумян К. В., Багдасарян Р. И., Эйраджян Ф. О. Экспериментальное исследование маятниковых полос при наличии дилатаций и относительных поворотов отражающих плоскостей	6	343
Амбарцумян А. С. (см. Агниян М. А.)	6	297
Аникин С. А. (см. Аветисов В. А.)	4	185
Аракелян В. С., Авакян А. А., Сулян С. В. Диффузия примеси в поле стоячей ультразвуковой волны	6	340
Аракелян В. С., Акопова К. А., Бархударян Г. Р. Импульсный волноводный CO ₂ -лазер с продольным разрядом	6	346
Аракелян Е. А., Баятян Г. Л., Вартамян Г. С., Григорян Н. К., Кечечян А. О., Марикиан Г. Г. Измерение профиля пучка выведенных электронов при помощи пропорциональной камеры	2	101
Арванов А. Н. (см. Гавалян В. Г.)	3	152
Армазян А. А. (см. Авакян Р. О.)	1	50
Армазян А. А. (см. Авакян Р. О.)	3	163
Арутюнян А. Р. (см. Погосян Я. М.)	6	323
Арутюнян В. А., Казарян Э. М. Двухфотонное поглощение в полупроводниковых пленках в присутствии бозе-конденсата экситонов	1	10
Арутюнян В. Э. , Петросян А. К., Шароян Э. Г., Хачатрян Р. М. Эффект Яна-Теллера в тригональном поле: ион Si ²⁺ в монокристалле α -LiIO ₃	5	264
Арутюнян В. М., Агаджанян С. А., Мурадян А. Ж., Папазян Т. А. Трансформирование энергетического разброса лазерной накачки процессом обращения волнового фронта	2	81
Арутюнян В. М., Акопян Д. Г. Уравнения Блоха для перехода 1/2—1/2	4	222
Арутюнян В. М., Баданян Н. Ш., Шахназарян Н. В. Влияние столкновений на комбинационное рассеяние	6	336
Арутюнян Г. В., Джотян Г. П. К теории тонкопленочного усилителя	5	286
Арутюнян Г. Г., Галечян Г. А., Тавакалян Л. Б. Контракция положительно-го столба тлеющего разряда в продольном ламинарном потоке газа	1	42
Арутюнян Л. Г. (см. Авакян Р. О.)	1	50
Арутюнян Л. Г. (см. Авакян Р. О.)	3	163
Асатиани Т. Л. (см. Авакян Р. О.)	3	115
Асатрян Р. А. (см. Авакян Р. О.)	6	314
Асланян В. Г. (см. Безиргян П. А.)	1	35
Асланян В. Г. (см. Безиргян П. А.)	5	249
Асланян Л. С., Табириян Н. В., Чилиндарян Ю. С. Нелинейное самовоздействие плазмонов в жидких кристаллах	3	143
Бабаян Х. П. (см. Авакян Р. О.)	3	115
Багдасарян А. С. (см. Авакян Р. О.)	1	50
Багдасарян А. С. (см. Авакян Р. О.)	3	163
Багдасарян Р. И. (см. Алумян К. В.)	6	343
Баданян Н. Ш. (см. Арутюнян В. М.)	6	336
Бартикян М. В. (см. Авакян Р. О.)	6	314
Бархударян Г. Р. (см. Аракелян В. С.)	6	346
Баятян Г. Л., Вартамян Г. С., Гишян С. А., Запольский Н. А., Коваленко В. Н., Князян С. Г., Маргарян А. Т., Маркарьян А. А., Шахазизян С. Р. Электронный канал ускорителя ЕрФИ для экспериментов на меченых фотонах	2	90

Баян Г. Л. (см. Айвазян Р. Б.)	2	95
Баян Г. Л. (см. Аракелян Е. А.)	2	101
Баян Г. Л. (см. Авакян Р. О.)	3	115
Баян Г. Л., Князян С. Г., Маргарян А. Т. Конверсионная эффективность γ -квантов в зависимости от угла влета в конвертер и толщины конвертера в энергетической области $E_{\gamma} = 100-600$ МэВ	6	319
Безирианян П. А., Заргарян Е. Г., Асламян В. Г. Особенности дифракции рентгеновских лучей в кварцевых монокристаллах	1	35
Безирианян П. А., Асламян В. Г. Вопросы экстинкции рентгеновских лучей	5	249
Бояджян А. Г. (см. Френкель В. Я.)	2	104
Бояджян Г. П. (см. Алексанян А. Г.)	4	198
Буюкян С. П. (см. Авакян Р. О.)	6	314
Варданян А. А., Шаболян С. А. Эффект оттеснения эмиттерного тока в силовых транзисторах	4	206
Вартанян Г. С. (см. Айвазян Р. Б.)	2	95
Вартанян Г. С. (см. Баян Г. Л.)	2	90
Вартанян Г. С. (см. Аракелян Е. А.)	2	101
Вартапетян Г. А. (см. Авакян Р. О.)	1	50
Вартапетян Г. А. (см. Авакян Р. О.)	3	163
Габриелян А. И., Хачатурян О. А. Роль термоэлектрических эффектов при электрожидкофазной эпитаксии нитрата лития	3	158
Габриелян Р. Г., Мартиросян А. А. Восстановление энергетического распределения сечения поглощения гамма-квантов	5	282
Гавалян В. Г., Арванов А. Н., Гукасян С. М., Лорикян М. П. Исследование детекторов на основе явления управляемой вторичной электронной эмиссии	3	152
Галечян Г. А. (см. Арутюнян Г. Г.)	1	42
Гарибян Ю. А. (см. Авакян Р. О.)	3	163
Гаспарян Б. Г. (см. Френкель В. Я.)	2	104
Геворкян А. А., Ерицян О. С. К оптическим свойствам холестерических жидких кристаллов при наличии гиперзвуковой волны	3	135
Геворкян А. А., Погосян П. М. Квазимонохроматическое жесткое излучение в спиральном ондуляторе со средой	5	239
Геворкян Э. А. О переходном излучении в волноводе с периодически неоднородным заполнением при пролете заряженной частицы перпендикулярно оси волновода	3	123
Гишян С. А. (см. Баян Г. Л.)	2	90
Григорян Н. К. (см. Аракелян Е. А.)	2	101
Гукасян С. М. (см. Гавалян В. Г.)	3	152
Гюрджян Б. М. (см. Джереджян А. А.)	4	212
Гюрджян Б. М. (см. Джереджян А. А.)	5	257
Данагулян С. С. (см. Авакян Р. О.)	1	50
Данагулян С. С. (см. Авакян Р. О.)	3	163
Демирчян Р. А. (см. Алаканян К. В.)	4	177
Джангирян Р. Г. Переходное излучение упругих волн термоакустическим источником	4	219
Джангирян Р. Г., Костанян Ф. А. Переходное излучение внутренних волн на границе экспоненциально стратифицированных сред	5	245
Джереджян А. А., Манукян А. Г., Гюрджян Б. М., Караян Г. С. Экспериментальное исследование утечки тока в среднем эмиттерном переходе п-р-п-р-п-структуры	4	212
Джереджян А. А., Манукян А. Г., Гюрджян Б. М., Караян Г. С. Измерение исходных параметров п-р-п-р-п-структур	5	257
Джотян Г. П., Минасян Л. Л. Вынужденное комбинационное рассеяние в резонаторе Фабри—Перо	1	20
Джотян Г. П. (см. Арутюнян Г. В.)	5	286
Еганов В. С. (см. Авакян Р. О.)	1	50

Елиян К. Ш. (см. Аланакян К. В.)	4	177
Елиян К. Ш. (см. Айвазян Р. Б.)	5	276
Ерицян О. С. Прохождение света через трехслойную пластинку со слоем диспергирующего холестерического жидкого кристалла	2	70
Ерицян О. С. (см. Теворган А. А.)	3	135
Ерицян О. С. Некоторые особенности взаимодействия света со средами со спиральной структурой	6	306
Запольский Н. А. (см. Баятян Г. Л.)	2	90
Заргарян Е. Г. (см. Безирганян П. А.)	1	35
Казарян А. М. Рассеяние электронов на заряженных примесных центрах в размерно-квантованных проволоках	3	170
Казарян А. П. (см. Авакян Р. О.)	6	314
Казарян Р. А., Рылов Г. Е. Фотосмещение при обращении волнового фронта	4	229
Казарян Э. М. (см. Арутюнян В. А.)	1	10
Карапетян А. П. (см. Авакян Р. О.)	1	50
Караханян К. И. Распад и время жизни рентгеновских экситонов	1	30
Караян Г. С. (см. Джереджян А. А.)	4	212
Караян Г. С. (см. Джереджян А. А.)	5	257
Кечечян А. О. (см. Аракелян Е. А.)	2	101
Киракосян А. А., Саркисян Э. А. Примесное поглощение в размерно-квантованной пленке	3	129
Киракосян Р. М. Метод измерения абсолютной величины калибровочного сигнала	3	148
Князян С. Г. (см. Айвазян Р. Б.)	2	95
Князян С. Г. (см. Баятян Г. Л.)	2	90
Князян С. Г. (см. Баятян Г. Л.)	6	319
Коваленко В. Н. (см. Баятян Г. Л.)	2	90
Кордовский М. С. (см. Авакян Р. О.)	6	314
Костанян Ф. А. (см. Джангирян Р. Г.)	5	245
Лорицян М. П. (см. Гавалян В. Г.)	3	152
Манукян А. Г. (см. Джереджян А. А.)	4	212
Манукян А. Г. (см. Джереджян А. А.)	5	257
Маргарян А. Т. (см. Баятян Г. Л.)	2	90
Маргарян А. Т. (см. Айвазян Р. Б.)	2	95
Маргарян А. Т. (см. Баятян Г. Л.)	6	319
Мардоян Л. Г., Погосян Г. С., Тер-Антонян В. М. К разложению сферондального базиса атома водорода по сферическому	1	3
Марикиан Г. Г. (см. Аракелян Е. А.)	2	101
Маркарьян А. А. (см. Баятян Г. Л.)	2	90
Мартиросян А. А. (см. Габриелян Р. Г.)	5	282
Марукян Г. О. (см. Авакян Р. О.)	1	50
Марукян Г. О. (см. Авакян Р. О.)	3	163
Матевосян Э. М. (см. Авакян Р. О.)	1	50
Матевосян Э. М. (см. Айвазян Р. Б.)	2	95
Матевосян Э. М. (см. Авакян Р. О.)	3	163
Матевосян Э. М. (см. Айвазян Р. Б.)	5	276
Матевосян Э. М. (см. Авакян Р. О.)	6	314
Меликян Р. А., Обнаниян П. С. О возможности фотоэмиссии электронов высокой поляризации из $GaAs$, покрытого слоем EuS	4	225
Минасян Л. Л. (см. Джотян Г. П.)	1	20
Мирзабекян Э. Г. (см. Алексанян А. Г.)	4	198
Мирзоян Р. М. (см. Авакян Р. О.)	1	50
Мирзоян Р. М. (см. Авакян Р. О.)	3	163
Мурадян А. Ж. (см. Арутюнян В. М.)	2	81
Нерсисян М. Н., Погосян П. С., Саркисян Э. С. Особенности отраженного излучения разностной частоты от нелинейной границы	4	192

Ю. С. Влияние давления на ориентацию директора нематического жидкого кристалла	1	46
Овнянян П. С. (см. Меликян Р. А.)	4	225
Овсепян А. К. (см. Погосян Я. М.)	5	271
Овсепян А. К. (см. Погосян Я. М.)	6	323
Оганджаниян М. С. (см. Айвазян Р. Б.)	5	276
Оганесян А. А. (см. Авакян Р. О.)	1	50
Оганесян А. А. (см. Авакян Р. О.)	3	163
Оганесян А. А. (см. Авакян Р. О.)	6	314
Оганесян В. О. (см. Нерсисян С. Р.)	1	46
Оганесян М. А. (см. Авакян Р. О.)	1	50
Папазян Т. А. (см. Арутюнян В. М.)	2	81
Пахалов В. Б. (см. Нерсисян С. Р.)	1	46
Петросян А. К. (см. Арутюнян В. З.)	5	264
Петросян Ж. В. (см. Авакян Р. О.)	1	50
Петросян Ж. В. (см. Авакян Р. О.)	3	163
Прохоренко И. П. (см. Авакян Р. О.)	6	314
Погосян Г. С. (см. Мардоян Л. Г.)	1	3
Погосян П. М. (см. Геворгиян Л. А.)	5	239
Погосян П. С. (см. Нерсисян М. Н.)	4	192
Погосян Я. М., Овсепян А. К. Распределение полей рассеяния магнитных головок вблизи зазора	5	271
Погосян Я. М., Овсепян А. К., Арутюнян А. Р. Конфигурация поля магнитной головки над зазором	6	323
Прохоренко И. П. (см. Авакян Р. О.)	1	50
Прохоренко И. П. (см. Авакян Р. О.)	6	314
Ростомян А. М. (см. Труни К. Г.)	3	167
Рылов Г. Е. (см. Казарян Р. А.)	4	229
Рылов Г. Е. Нелинейно-оптическая схема компенсации «блуждающих» оптического луча на неоднородностях среды распространения	5	290
Сардарян Р. А. (см. Авакян Р. О.)	3	115
Саркисян Р. Ц. (см. Авакян Р. О.)	1	50
Саркисян Р. Ц. (см. Авакян Р. О.)	3	163
Саркисян Э. А. (см. Киракосян А. А.)	3	129
Саркисян Э. С. (см. Нерсисян М. Н.)	4	192
Свиридов И. Ф. Исследование влияния давления и температуры на легированный теллурием и селеном $n\text{-GaAs}_{1-x}\text{P}_x$	6	330
Сирунян А. М. (см. Авакян Р. О.)	6	314
Степанян С. Г. (см. Алаканян К. В.)	4	177
Сукиасян Ю. Э. (см. Авакян Р. О.)	3	163
Сулян С. В. (см. Арахелян В. С.)	6	340
Схторян Е. М. (см. Авакян Р. О.)	1	50
Схторян Е. М. (см. Авакян Р. О.)	3	163
Схторян Е. М. (см. Авакян Р. О.)	6	314
Табириян Н. В. (см. Асланян Л. С.)	3	143
Табириян Н. В. (см. Нерсисян С. Р.)	1	46
Тавакалян Л. Б. (см. Арутюнян Г. Г.)	1	42
Тароян С. П. (см. Авакян Р. О.)	1	50
Тароян С. П. (см. Авакян Р. О.)	3	163
Тер-Антонян В. М. (см. Мардоян Л. Г.)	1	3
Торосян Д. С. Волны ряби на свободной поверхности жидкости в роторе центрифуги	1	25
Торосян Д. С. Седиментация высокодисперсных частиц в жидкой гетерогенной среде в поле центробежных сил инерции	2	86
Труни К. Г., Ростомян А. М. Интегральная интенсивность многокристалльных рентгеновских коллиматоров с брэгговскими отражениями	3	167

Френкель В. Я., Гаспарян Б. Г., Бояджян А. Г. А. И. Алиханов и развитие исследований по ядерной физике в Ленинградском физико-техническом институте

Хачатрян Р. М. (см. Арутюнян В. Э.)	2	104
Хачатурян О. А. (см. Габриелян А. И.)	5	264
Чилингарян Ю. С. (см. Нерсисян С. Р.)	3	158
Чилингарян Ю. С. (см. Асламян Л. С.)	1	46
Шабоян С. А. (см. Варданян А. А.)	3	143
Шарабян Ю. Г. (см. Аланакян К. В.)	4	206
Шарабян Ю. Г. (см. Айвазян Р. Б.)	4	177
Шароян Э. Г. (см. Арутюнян В. Э.)	5	276
Шахазизян С. Р. (см. Баятян Г. Л.)	5	264
Шахназарян Н. В. (см. Арутюнян В. М.)	2	90
Шихляров К. К. (см. Айвазян Р. Б.)	6	336
Шихляров К. К. (см. Авакян Р. О.)	2	95
Шогерян Г. А. (см. Ян Ши)	6	314
Эйбрамджян Ф. О. (см. Алумян К. В.)	2	59
Элбакян Г. М. (см. Авакян Р. О.)	6	343
Элбакян Г. М. (см. Авакян Р. О.)	1	50
Ян Ши (см. Агинян М. А.)	3	163
Ян Ши, Шогерян Г. А. Торцевая интерференция рентгеновского переходного излучения в ограниченной нерегулярной среде	6	297
	2	59

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵԴԵԿԱԳԻՐ ՖԻԶԻԿԱ ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР ФИЗИКА

СОДЕРЖАНИЕ

М. А. Азисян, А. С. Амбарцумян, Ян Ши. Рентгеновское переходное излучение в случае тел конечных размеров	297
О. С. Ерицян. Некоторые особенности взаимодействия света со средами со спиральной структурой	306
Р. О. Авакян, Р. Б. Айвазян, Р. А. Асатрян, М. В. Бартикян, С. П. Буюкян, А. П. Казарян, М. С. Кордонский, Э. М. Матевосян, И. П. Прохоренко, А. А. Оганесян, Е. М. Схторян, А. М. Сирунян, Ж. В. Петросян, К. К. Шихляров. Результаты разработок и использования многопроволочных пропорциональных камер в экспериментах на Ереванском электронном синхротроне	314
Г. Л. Баятян, С. Г. Князян, А. Т. Маргарян. Конверсионная эффективность γ -квантов в зависимости от угла влета в конвертер и толщины конвертера в энергетической области $E_\gamma = 100-600$ МэВ	319
Я. М. Погосян, А. К. Овсепян, А. Р. Арутюнян. Конфигурация поля магнитной головки над зазором	323
И. Ф. Свиридов. Исследование влияния давления и температуры на легированный теллуром и селеном $n\text{-Ga-As}_{1-x}P_x$	330

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

В. М. Арутюнян, Н. Ш. Баданян, Н. В. Шахназарян. Влияние столкновений на комбинационное рассеяние	336
В. С. Аракелян, А. А. Авакян, С. В. Сулян. Диффузия примеси в поле стоячей ультразвуковой волны	340
К. В. Алумян, Р. И. Багдасарян, Ф. О. Эйрамджян. Экспериментальное исследование маятниковых полос при наличии дилатаций и относительных поворотов отражающих плоскостей	343
В. С. Аракелян, К. А. Акопова, Г. Р. Бархударян. Импульсный волноводный CO_2 -лазер с продольным разрядом	346

PERSONALIA

Григорий Маркарович Гарибян (К шестидесятилетию со дня рождения)	350
Авторский указатель	356

Ր Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Մ. Ա. Ազիեյան, Ա. Ս. Համբարձումյան, Յան Շի. Ռենտգենյան անցումային ճառագայթումը վերջավոր չափերով մարմինների վրա	297
Հ. Ս. Ներցյան. Պարուրային միջավայրերի հետ լույսի փոխազդեցության մի քանի առանձնահատկություններ	306
Ռ. Հ. Ավագյան, Ռ. Բ. Այվազյան, Ռ. Ա. Ասատրյան, Մ. Վ. Բարբիկյան, Ս. Պ. Բալուկյան, Հ. Պ. Ղազարյան, Մ. Ս. Կարդոնսկի, Է. Մ. Մաքեռյան, Ի. Պ. Պրոխորենկո, Ա. Ա. Հովհաննիսյան, Ն. Մ. Սխտաբյան, Ա. Մ. Սիրունյան, Ժ. Վ. Պետրոսյան, Կ. Կ. Շիխլարով. Բազմալար համեմատական խցերի մշակման և օգտագործման արդյունքները երևանի էլեկտրոնային սինքրոտրոնի վրա դրվող փորձերում	214
Հ. Լ. Բայրաբյան, Ս. Գ. Կելոպյան, Ա. Թ. Մարգարյան. $E_T = 100 - 600$ ՄԷՎ էներգիաների տիրույթում γ -քվանտների կոնվերսիոն էֆեկտիվությունը՝ կախված կոնվերտերի հաստությունից և նրա մեջ մտնելու անկյունից	319
Յա. Մ. Պոդոյան, Ա. Կ. Հովսեփյան, Ա. Ռ. Հաբարյանյան. Մաքնիսական դաշտի կոնֆիգուրացիան բացվածքի վրա	323
Բ. Յ. Սվիրիդով. Զնշման և քերմաստիճանի ազդեցության ուսումնասիրումը տելլուրով և սելենով լիգիրացված $n-GaAsx-1 P_x$ -ի վրա	330

ՀԱՄԱՌՈՏ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ

Վ. Մ. Հաբարյանյան, Ն. Շ. Բազանյան, Ն. Վ. Շանեազարյան. Բախումների ազդեցությունը կոմբինացիոն ջրման վրա	336
Վ. Ս. Առաքելյան, Ա. Ա. Ավագյան, Ս. Վ. Սուլյան. Խառնուրդի դիֆուզիան կանգուն ուլտրաձայնային ալիքի դաշտում	340
Կ. Վ. Ալոյան, Ռ. Ի. Բաղդասարյան, Ֆ. Հ. Էյրամյան. Ժոճանակային շերտերի փորձնական հետազոտությունը անդրադարձնող հարթությունների հարաբերական պտույտների և դիատաղիանների առկայության դեպքում	343
Վ. Ս. Առաքելյան, Կ. Ա. Ակապովա, Հ. Ռ. Բաբխալաբյան. Իմպուլսային երկայնական պարպումով ալթրասոնարային CO_2 լազեր	346

PERSONALIA

Գրիգոր Մարգարի Ղարիբյան (Ծննդյան վաթսուներեքամյակի առթիվ)	350
Հեղինակային ցանկ	356

