

ՀԱՄԱՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

Ֆ Ի Չ Ր Ի Կ Ա
Ф И З И К А

1973

ԽՐԲՈՎՐԱԿԱՆ ԿՈՆԵՑԻՍ

Ա. Յ. Ամառունի, Վ. Մ. Հաբուրյունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղաբիրյան (պատասխանատու խմբագիր), Է. Գ. Միրզաբեկյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Տոմ. Գ. Շահնազարյան (պատասխանատու քարտուղար), Է. Գ. Շաբոյան, Գ. Ս. Սահակյան, Հ. Հ. Վարդապետյան:

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Ա. Շ. Амагуни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Э. Г. Мирзабекян, М. Е. Мовсисян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян, Ю. Г. Шахназарян (ответственный секретарь).

ПРОХОЖДЕНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ЧЕРЕЗ РЕЗОНАНСНУЮ СРЕДУ

Г. Г. АДОНЦ

Рассмотрено прохождение поляризованного излучения через резонансную среду с учетом вырождения атомных уровней. Среда состоит из двухуровневых атомов с энергией E_1 и моментом количества движения j_1 в основном состоянии; соответствующие характеристики в возбужденном состоянии — E_2 и j_2 . Найдены сдвиги уровней атома, а также показатели преломления среды для циркулярно- и линейно-поляризованных волн.

При взаимодействии интенсивного светового излучения с двухуровневой резонансной средой возникают некоторые нелинейные эффекты, которые можно разбить на 2 класса: эффекты самовоздействия и многофотонные явления. К эффектам самовоздействия, в частности, относится явление самофокусировки, которое в парах калия впервые наблюдалось в [1]. Основными многофотонными явлениями в двухуровневой резонансной среде являются трехфотонное рассеяние, которое наблюдалось в [2], и четырехфотонное параметрическое взаимодействие, изученное в работах [3, 4]. Интересной особенностью резонансной среды является также высокочастотный Штарк-эффект.

Теоретический анализ вышеуказанных эффектов обычно основывается на скалярных уравнениях резонансной среды. Однако в нелинейном случае возникают специфические поляризационные явления, изученные в некоторых случаях в [5]. В работе [6] для изучения поляризационных эффектов применен очень простой и наглядный метод: решается прямо уравнение Шредингера, затем вычисляется поляризуемость среды, входящая в уравнения Максвелла, и через параметры Стокса изучается изменение поляризации излучения при прохождении через резонансную среду. В этой же работе предсказаны процессы поглощения и комбинационного излучения и вычислены их поперечники. Все расчеты в работе [6] проведены без учета релаксации для резонансной среды двухуровневых атомов с моментами количества движения в основном и возбужденном состояниях, соответственно равными $1/2$ и $3/2$. Такая среда реализуется, например, в парах калия. Аналогичные расчеты для двухуровневых атомов с моментами количества движения $3/2$, $3/2$ проведены в [7].

В настоящей работе, используя метод вычисления [6], рассмотрена несколько более общая задача. В безрелаксионном приближении изучено прохождение поляризованного излучения через двухуровневую резонансную среду с произвольными моментами количества движения j_1 и j_2 , в частности, найдены сдвиги энергетических уровней атома и вычислены показатели преломления среды для циркулярно- и линейно-поляризованных волн.

Рассмотрим двухуровневый атом в поле излучения. Пусть в основном состоянии атом имеет энергию E_1 и момент количества движения j_1 , а в возбужденном состоянии — соответственно E_2 и j_2 .

Гамильтониан атома в поле волны представим в виде

$$H = H_0 - d\vec{E}, \quad (1)$$

где H_0 — гамильтониан изолированного атома, \vec{d} — оператор дипольного момента атома, \vec{E} — напряженность электрического поля волны, связанная с векторным потенциалом \vec{A}_0 соотношением

$$\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}_0}{\partial t}. \quad (2)$$

Потенциал имеет вид

$$\vec{A}_0 = \vec{A} e^{i(kz - \omega t)} + \vec{A}^* e^{-i(kz - \omega t)}, \quad (3)$$

где ω — несущая частота, \vec{k} — волновой вектор; k и ω связаны обычным соотношением

$$k = \frac{\omega}{c}. \quad (4)$$

Решение уравнения Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H\Psi \quad (5)$$

будем искать в виде

$$\Psi = a(m) \psi_m e^{-\frac{i}{\hbar} E_1 t} + b(\mu) \Phi_\mu e^{-\frac{i}{\hbar} E_2 t + i\varepsilon t},$$

$$m = \pm j_1, \pm (j_1 - 1), \dots,$$

$$\mu = \pm j_2, \pm (j_2 - 1), \dots, \quad (6)$$

где ψ_m и Φ_μ — волновые функции атома без поля, $\varepsilon = \omega_0 - \omega$ — расстройка резонанса.

Подставив (6) в (5) и учитывая (1), в приближении резонансности $\frac{|\varepsilon|}{\omega_0} \ll 1$ получим

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} a(m) = \frac{i\omega_0}{c} (\psi_m, \vec{d}\vec{A}^* e^{-ikz} \Phi_\mu) b(\mu),$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} b(\mu) = \hbar\varepsilon b(\mu) - \frac{i\omega_0}{c} (\Phi_\mu, \vec{d}\vec{A} e^{ikz} \psi_m) a(m). \quad (7)$$

Система уравнений (7) позволяет искать решение в виде

$$a(m) = a_m e^{-\frac{i}{\hbar} \lambda t}, \quad (8)$$

где λ определяет сдвиг энергетических уровней атома.

Перейдя к сферическим компонентам $A^{\pm} = A_x \pm iA_y$, $d_{\pm} = d_x \pm id_y$, из (7) получим следующее рекуррентное соотношение для α_m :

$$\lambda(\lambda - \hbar\epsilon) \alpha_m = \frac{\omega_0^2}{4c^2} \left[|(f_+)^{j_1 j_2}|^2 |A^+|^2 + |(f_-)^{j_1 j_2}|^2 |A^-|^2 \right] \alpha_m +$$

$$+ (f_+)^{j_1 j_2} (f_-)^{j_1 j_2} (A^+)^* A^- \alpha_{m-2} + (f_-)^{j_1 j_2} (f_+)^{j_1 j_2} A^+ (A^-)^* \alpha_{m+2},$$

где введены обозначения

$$(\psi_m, d_{\pm} \Phi_{\mu}) = (f_{\pm})_m^{j_1 j_2} \delta_{m, \mu \pm 1}. \quad (10)$$

Решить (9) в общем случае эллиптически-поляризованной волны не удастся, поэтому рассмотрим циркулярно-поляризованную волну.

Для левополяризованной волны ($A^+ = 0$, $A^- = A$) подставляя в (9) значения $(f_-)^{j_1 j_2}$ (см. [8]), получим следующие значения для λ :

$$\lambda_{1m} = \frac{\hbar\epsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi_m}),$$

$$\lambda_{2m} = \frac{\hbar\epsilon}{2} (1 + \sqrt{1 + \xi_m}),$$

где введен безразмерный параметр интенсивности

$$\xi_m = \frac{\omega_0^2 |d|^2}{e^2 \hbar^2 c^2} \left\{ \frac{(j_1 - m)(j_1 + m + 1)}{j_1(2j_1 + 1)(j_1 + 1)} \delta_{j_1, j_2} + \right.$$

$$\left. + \frac{(j_2 + m)(j_2 + m + 1)}{j_2(2j_2 - 1)(2j_2 + 1)} \delta_{j_2, j_1 + 1} + \frac{(j_1 - m)(j_1 - m - 1)}{j_1(2j_1 - 1)(2j_1 + 1)} \delta_{j_2, j_1 + 1} \right\} |A|^2,$$

d — приведенный матричный элемент.

В присутствии волны состояния атома перепутываются: при $\lambda = \lambda_{1m}$ и $\lambda = \lambda_{2m}$ перепутываются состояния ψ_m и Φ_{m+1} . Такая картина перепутывания состояний условная, ибо при другом выборе оси квантования перепутываются другие состояния, хотя значения энергий при этом не меняются. При выключении поля $\lambda_{1m} \rightarrow 0$, а $\lambda_{2m} \rightarrow \hbar\epsilon$, поэтому λ_{1m} соответствует сдвигу нижних энергетических уровней, а λ_{2m} — верхних уровней. Следовательно, в основном состоянии атом имеет энергию $(E'_1)_m$, а в возбужденном состоянии — $(E'_2)_\mu$, значения которых приведены ниже

$$(E'_1)_m = E_1 + \frac{\hbar\epsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi_m}),$$

$$(E'_2)_\mu = E_2 - \frac{\hbar\epsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi_{\mu-1}}),$$

где m принимает значения от $-j_1$ до $+j_1$, а μ — от $-j_2$ до $+j_2$. В дальнейшем будем предполагать, что до включения взаимодействия

атом находился в основном состоянии. Тогда из (7) получаются следующие волновые функции атома в поле волны:

$$\Psi_m = \alpha_m \left[\psi_m e^{-\frac{i}{\hbar} E_1 t} + \frac{i \omega_0 d^* e^{ikz}}{\varepsilon \hbar c (1 + \sqrt{1 + \xi_m})} \times \right. \quad (14)$$

$$\times A \left(\sqrt{\frac{(j_1 - m)(j_1 + m + 1)}{j_1(j_1 + 1)(2j_1 + 1)}} \delta_{j_1, j_2} - \sqrt{\frac{(j_2 + m)(j_2 + m + 1)}{j_2(2j_2 - 1)(2j_2 + 1)}} \delta_{j_2, j_1 + 1} + \right. \\ \left. + \sqrt{\frac{(j_1 - m)(j_1 - m - 1)}{j_1(2j_1 - 1)(2j_1 + 1)}} \delta_{j_1, j_2 + 1} \right) \Phi_{m+1} e^{-\frac{i}{\hbar} E_2 t + i \varepsilon t} \Big] e^{-\frac{i}{\hbar} \lambda_1 m t}$$

с условием нормировки

$$|\alpha_m|^2 = \frac{1 + \sqrt{1 + \xi_m}}{2\sqrt{1 + \xi_m}}. \quad (15)$$

Помимо циркулярно-поляризованной волны можно определить сдвиги уровней и волновые функции также для линейно-поляризованной волны. В этом случае удобно провести все вычисления в системе координат, ось x которой направлена вдоль направления распространения волны, а ось z — по направлению вектора-потенциала ($A_x = A$). Тогда из (7) и (8) получим следующее соотношение для α_m :

$$\lambda (\lambda - \hbar \varepsilon) \alpha_m = \frac{\omega_0^2}{c^2} |(f_z)_m^{j_1 j_2}|^2 |A|^2 \alpha_m, \quad (16)$$

где обозначено

$$(\psi_m, d_z \Phi_\mu) = (f_z)_m^{j_1 j_2} \delta_{m, \mu}. \quad (17)$$

Подставив значения $(f_z)_m^{j_1 j_2}$ (см. [8]), из (16) для λ получим

$$\lambda_{1m} = \frac{\hbar \varepsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi_m}), \quad (18)$$

$$\lambda_{2m} = \frac{\hbar \varepsilon}{2} (1 + \sqrt{1 + \xi_m}),$$

где

$$\xi_m = \frac{4\omega_0^2 |d|^2}{\varepsilon^2 \hbar^2 c^2} \left\{ \frac{m^2}{j_1(j_1 + 1)(2j_1 + 1)} \delta_{j_1, j_2} + \right. \\ \left. + \frac{j_2^2 - m^2}{j_2(2j_2 - 1)(2j_2 + 1)} \delta_{j_2, j_1 + 1} + \frac{j_1^2 - m^2}{j_1(2j_1 - 1)(2j_1 + 1)} \delta_{j_1, j_2 + 1} \right\} |A|^2. \quad (19)$$

При $\lambda = \lambda_{1m}$ перепутываются состояния ψ_m и Φ_μ . Ниже приведены значения энергии атома соответственно в основном и возбужденном состояниях

$$(E'_1)_m = E_1 + \frac{\hbar \varepsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi_m}),$$

$$(E'_2)_\mu = E_2 - \frac{\hbar \varepsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi_\mu}).$$
(20)

Для атома, который до включения взаимодействия находился в основном состоянии, волновые функции в поле волны имеют вид

$$\Psi_m = \alpha_m \left[\psi_m e^{-\frac{i}{\hbar} E_1 t} + \frac{2i\omega_0 d^* e^{ikz}}{\varepsilon \hbar c (1 + \sqrt{1 + \xi_m})} A \left(\sqrt{\frac{m^2}{j_1(j_1 + 1)(2j_1 + 1)}} \times \right. \right.$$

$$\times \delta_{j_1, j_2} + \sqrt{\frac{j_2^2 - m^2}{j_2(2j_2 - 1)(2j_2 + 1)}} \delta_{j_1, j_2 + 1} + \sqrt{\frac{j_1^2 - m^2}{j_1(2j_1 - 1)(2j_1 + 1)}} \times$$

$$\left. \left. \times \delta_{j_1, j_2 + 1} \right) \Phi_m e^{-\frac{i}{\hbar} E_2 t + i \omega t} \right] e^{-\frac{i}{\hbar} \lambda_1 m t}$$
(21)

с условием нормировки

$$|\alpha_m|^2 = \frac{1 + \sqrt{1 + \xi_m}}{2 \sqrt{1 + \xi_m}}.$$
(22)

Рассмотрим теперь прохождение циркулярно- и линейно-поляризованных волн через среду, состоящую из вышеописанных атомов. Уравнение прохождения для векторного потенциала \vec{A}_0 имеет вид

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{A}_0 = -\frac{4\pi n}{c} \frac{\partial}{\partial t} \langle \vec{d} \rangle,$$
(23)

где n — плотность атомов, а скобки в правой части означают квантовомеханическое среднее. Предположим, что до включения взаимодействия состояния ψ_m некогерентны с весом $\frac{1}{2j_1 + 1}$. Тогда

$$\langle \vec{d} \rangle = \frac{1}{2j_1 + 1} \sum_{m=-j_1}^{+j_1} (\Psi_m, \vec{d} \Psi_m).$$
(24)

Подставляя (24) в (23) и учитывая, что волновые функции определяются соотношениями (14) и (21) соответственно для циркулярно- и линейно-поляризованных волн, можно получить уравнения прохождения для медленно меняющихся амплитуд векторного потенциала. Из этих уравнений находятся показатели преломления, представленные ниже. Для циркулярно-поляризованной волны ($A^- = A$) он имеет вид

$$n^{(-)} = 1 + \frac{qc}{\omega_0} \sum_{m=-j_1}^{+j_1} \left\{ \frac{(j_1 + m + 1)(j_1 - m)}{\sqrt{1 + \xi_m} j_1(j_1 + 1)(2j_1 + 1)^2} \delta_{j_1, j_2} + \right.$$

$$+ \frac{(j_2 + m)(j_2 + m + 1)}{\sqrt{1 + \xi_m} j_2(2j_2 - 1)^2(2j_2 + 1)} \delta_{j_1, j_2 + 1} + \frac{(j_1 - m)(j_1 - m - 1)}{\sqrt{1 + \xi_m} j_1(2j_1 + 1)^2(2j_1 - 1)} \times$$

$$\left. \times \delta_{j_1, j_2 + 1} \right\},$$
(25)

а для линейно-поляризованной волны ($A_z = A$) —

$$n_z = 1 + 2 \frac{qc}{\omega_0} \sum_{m=-j_1}^{+j_1} \left\{ \frac{m^2}{\sqrt{1+\xi_m} j_1 (j_1+1) (2j_1+1)^2} \delta_{j_1, j_2} + \right. \\ \left. + \frac{j_2^2 - m^2}{\sqrt{1+\xi_m} j_2 (2j_2-1)^2 (2j_2+1)} \delta_{j_1, j_1+1} + \frac{j_1^2 - m^2}{\sqrt{1+\xi_m} j_1 (2j_1+1)^2 (2j_1-1)} \delta_{j_1, j_2+1} \right\}. \quad (26)$$

При малых интенсивностях показатели преломления (25) и (26) принимают соответственно следующий вид:

$$n^{(-)} \cong 1 + \frac{2q}{3(2j_1+1)} \frac{c}{\omega_0} \left[1 - \frac{2j_1^2 + 2j_1 + 1}{j_1(j_1+1)(2j_1+1)} \xi^- \delta_{j_1, j_2} - \right. \\ \left. - \frac{6j_2^2 - 1}{j_2(2j_2-1)(2j_2+1)} \xi^- \delta_{j_1, j_1+1} - \frac{6j_1^2 - 1}{j_1(2j_1-1)(2j_1+1)} \xi^- \delta_{j_1, j_2+1} \right], \quad (27)$$

$$n_z \cong 1 + \frac{2q}{3(2j_1+1)} \frac{c}{\omega_0} \left[1 - 2 \frac{3j_1^2 + 3j_1 - 1}{j_1(j_1+1)(2j_1+1)} \xi_z \delta_{j_1, j_2} - \right. \\ \left. - 2 \frac{4j_2^2 + 1}{j_2(2j_2-1)(2j_2+1)} \xi_z \delta_{j_1, j_1+1} - 2 \frac{4j_1^2 + 1}{j_1(2j_1-1)(2j_1+1)} \xi_z \delta_{j_1, j_2+1} \right], \quad (28)$$

где

$$\xi_z^- = \frac{\omega_0^2 |d|^2}{5e^2 \hbar^2 c^2} |A_z^-|^2, \quad q = \frac{\pi |d|^2 \omega_0 n}{\epsilon \hbar c}.$$

Полученные формулы в частном случае атома с $j_1 = \frac{1}{2}$ и $j_2 = \frac{3}{2}$ переходят в формулы, полученные в [6], а для атома с $j_1 = j_2 = \frac{3}{2}$ — в формулы, полученные в [7].

В заключение выражаю глубокую благодарность В. М. Арутюняну и В. О. Чалтыкяну за постановку задачи и ценные обсуждения.

Ереванский государственный
университет

Поступила 26.IX.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Grishkowsky. Phys. Rev. Lett., 24, 866 (1970).
2. Н. Н. Бадалян, В. А. Ирадян, М. Е. Мовсесян. Письма ЖЭТФ, 8, 518 (1968).
3. Ю. М. Кирик, С. Г. Раутиан, А. Е. Семенов, Б. М. Чернобород. Письма ЖЭТФ, II, 340 (1970).
4. Л. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой, В. В. Хромов. Письма ЖЭТФ, II, 431 (1970).
5. А. И. Алексеев. Докторская диссертация, М., 1969.
6. В. М. Арутюнян, Е. Е. Канецян, В. О. Чалтыкян. Препринт ИФИ, 71-02, 1971.
7. Г. Г. Адонц, А. Ж. Мурадян, В. Г. Коломиец. Изв. АН АрмССР, Физика (в печати).
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика, том 4, 1963, стр. 119—122.

ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ ՃԱՌԱԳԱՅՔՄԱՆ ԱՆՑՈՒՄԸ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՑԻՆ
ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՎ

Գ. Գ. ԱԴՈՆՑ

Աշխատանքում դիտարկված է բևեռացված ճառագայթման անցումը ռեզոնանսային միջավայրով հաշվի առնելով ատոմի մակարդակների ալլասեռումը: Միջավայրը բաղկացած է երկմակարդականի ատոմներից, որոնք ունեն հիմնական վիճակում F_1 և j_1 շարժման քանակի մոմենտ, իսկ զրոգոված վիճակում համապատասխանաբար F_2 և j_2 : Գտնված են ատոմի մակարդակների շեղումներ, ինչպես նաև միջավայրի բեկման ցուցիչները շրջանազծայնորեն և դժայնորեն բևեռացված ալիքների համար:

PASSAGE OF POLARIZED RADIATION
THROUGH THE RESONANT MEDIUM

G. G. Adontz

The passage of polarized radiation through the resonant medium with due regard for the degeneration of atomic levels is examined. The medium consists of two-level atoms with energy E_1 and angular momentum j_1 in ground state and E_2 and j_2 accordingly in excited state. The atomic level shifts as well as the index of refraction of medium for circularly and linearly polarised waves are obtained.

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В НЕУПОРЯДОЧЕННОЙ НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Г. М. ГАРИБЯН, Л. А. ГЕВОРГЯН, ЯН ШИ

Получена формула для спектральной интенсивности рентгеновского переходного излучения, образованного в неупорядоченной неоднородной среде типа пенопласта. Произведено усреднение этой формулы по толщинам стенок и пор. Показано, что если отношение среднего квадратичного отклонения толщин стенок к квадрату зоны формирования в веществе плюс аналогичное отношение для вакуумных прослоек много меньше отношения среднего периода неупорядоченной среды к зоне формирования в вакууме, то излучение в неупорядоченной среде будет мало отличаться от излучения в регулярной стопке с соответствующим числом пластин.

Переходное излучение образуется всякий раз, когда равномерно и прямолинейно движущаяся заряженная частица пролетает через неоднородность среды. Много работ было посвящено теоретическому и экспериментальному исследованию переходного излучения, возникающего в среде с периодически расположенными неоднородностями (см. [1]). В работе [2] впервые было экспериментально наблюдалось переходное излучение, образованное в простейшей неупорядоченной неоднородной среде — пенопласте. Для рентгеновских частот эффективные поперечные размеры электромагнитного поля ультрарелятивистской заряженной частицы значительно меньше размеров пор в пенопласте. Кроме того, интенсивность рентгеновского переходного излучения почти не зависит от угла влета заряда в вещество [3]. Поэтому для теоретического рассмотрения рентгеновского переходного излучения ультрарелятивистского заряда в пенопласте и в других аналогичных неупорядоченных неоднородных средах хорошей моделью является система хаотически расположенных пластин с произвольными толщинами. В несколько иной постановке вопрос о влиянии неточностей толщин пластин и их расстановки на образование излучения рассматривался в работе [4].

Пусть частица с зарядом e пролетает со скоростью v перпендикулярно пластинам из одинакового вещества и с толщинами a_n (n — номер пластины). Пластины расположены в вакууме с расстоянием b_n между n -ой и $(n+1)$ -ой пластинами. Тогда методом, изложенным в [1], можно получить формулу для Фурье-компоненты поперечной составляющей электрического поля в вакууме после N -ой пластины

$$E_{N1}(\vec{k}) = \frac{eix}{2\pi^2} \exp i[\varphi_0 \sum_{k=1}^{N-1} (a_k + b_k) + \varphi_0 a_N] (\Lambda_0^{-1} - \Lambda^{-1}) \times \quad (1)$$

$$\times \sum_{m=0}^{N-1} [1 - \exp(i\delta_m)] \exp(iA_m),$$

где

$$\delta_m = -\varphi a_{m+1}, \quad A_m = -\varphi \sum_{k=m+2}^N a_k - \varphi_0 \sum_{k=m+2}^N b_{k-1},$$

$$\varphi_0 = \frac{\omega}{v} - \left(\frac{\omega^2}{c^2} - x^2 \right)^{1/2}, \quad \varphi = \frac{\omega}{v} - \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - x^2 \right)^{1/2},$$

$$\Lambda_0 = x^2 + \frac{\omega^2}{v^2} - \frac{\omega^2}{c^2}, \quad \Lambda = x^2 + \frac{\omega^2}{v^2} - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon,$$

x — поперечная составляющая волнового вектора \vec{k} , $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ — диэлектрическая постоянная вещества пластин.

Число квантов переходного излучения после N -ой пластины будет определяться формулой

$$\frac{dN_{\text{кв}}}{d\omega} = \frac{2}{137 \pi \omega} \int \left| \frac{1}{1 - \beta^2 + \vartheta^2 + (\omega_0^2 - 2ic\omega\mu)/\omega^2} - \frac{1}{1 - \beta^2 + \vartheta^2} \right|^2 \times$$

$$\times \left| \sum_{m=0}^{N-1} \exp(iA_m) [1 - \exp(i\delta_m)] \right|^2 \vartheta^3 d\vartheta, \quad (2)$$

где ω_0 — плазменная частота, $\mu = \omega\varepsilon''/2c$ — линейный коэффициент поглощения по амплитуде поля, ϑ — угол излучения, $\beta = v/c$.

Вычислим среднее значение величины (2). При этом будем считать все a_k и b_k независимыми между собой случайными величинами с заданными распределениями, одинаковыми для разных номеров k . Пусть $a_k = \bar{a} + \Delta a_k$, $b_k = \bar{b} + \Delta b_k$. Разложим сумму, входящую в формулу (2), в ряд по степеням Δa_m и Δb_m . Далее произведем усреднение величины (2) по всем возможным значениям Δa_m и Δb_m , считая, что $\overline{\Delta a_m} = \overline{\Delta b_m} = 0$ и $\overline{\Delta a_m^n} = \overline{\Delta a^n}$, $\overline{\Delta b_m^n} = \overline{\Delta b^n}$ ($n = 2, 3, \dots$). В том случае, когда поглощение мало, так что имеет место неравенство

$$N\mu \bar{a} \ll 1, \quad (3)$$

можно положить μ равным нулю. Условие (3) для пенопласта, состоящего из легких элементов, выполняется для достаточно большого числа N . Таким образом, для первых членов ряда имеем

$$\frac{dN_{\text{кв}}}{d\omega} = \frac{8}{137 \pi} \int \left(\frac{1}{1 - \beta^2 + \vartheta^2 + \omega_0^2/\omega^2} - \frac{1}{1 - \beta^2 + \vartheta^2} \right)^2 \times$$

$$\times \left\{ \sin^2 \frac{\varphi \bar{a}}{2} \left[\frac{\sin^2 NX}{\sin^2 X} - \frac{\varphi^2 \overline{\Delta a^2} + \varphi_0^2 \overline{\Delta b^2}}{4} \cos NX \right] \times \right.$$

$$\times \frac{(N+1) \sin(N-1)X - (N-1) \sin(N+1)X}{\sin^2 X} \left. \right\} +$$

$$+ \frac{\varphi^2 \overline{\Delta a^2}}{4} \left[N \cos \varphi \bar{a} - \frac{\sin \varphi \bar{a}}{\sin X} \left(N \cos X - \frac{\sin 2NX}{2 \sin X} \right) \right] \vartheta^3 d\vartheta, \quad (4)$$

где $X = (\bar{\varphi}a + \varphi_0\bar{b})/2$. В последней формуле не выписаны члены, со держащие высшие степени вторых моментов $\overline{\Delta a^2}$ и $\overline{\Delta b^2}$, а также выс шие моменты $\overline{\Delta a^n}$, $\overline{\Delta b^n}$ ($n > 2$).

Вообще говоря, мы должны вычислять среднее число квантов пе реходного излучения в неупорядоченной среде по формуле (4). Одна ко при больших N , но таких, чтобы выполнялось условие (3), форму ла (4) может быть упрощена. Действительно, величина, выписанная в фигурных скобках формулы (4), состоит из двух слагаемых, ведущих себя по-разному. При достаточно большом N первое слагаемое мож но записать в виде

$$N\pi \sin^2(\bar{\varphi}a/2) \sum_n \delta(X - n\pi) [1 - N(\varphi^2 \overline{\Delta a^2} + \varphi_0^2 \overline{\Delta b^2})/2], \quad (5)$$

в то время, как второе слагаемое не имеет δ -образного характера. Поэтому при интегрировании по конечному интервалу углов ϑ вклад от второго слагаемого можно не учитывать. При этом остальные чле ны ряда, не выписанные в формуле (4), после указанного интегриро вания будут содержать высшие степени величины $N(\varphi^2 \overline{\Delta a^2} + \varphi_0^2 \overline{\Delta b^2})/2$. Если считать, что роль высших моментов мала, то при

$$\frac{1}{2} (\varphi^2 \overline{\Delta a^2} + \varphi_0^2 \overline{\Delta b^2}) \ll \frac{1}{N} \quad (6)$$

мы можем ограничиться первым слагаемым в (4), записанным в ви де (5).

Заметим, что если в формуле (5) взять только первый член в квадратных скобках и подставить в формулу (4), то мы получим из вестную формулу [1] для рентгеновского переходного излучения в стопке регулярно расположенных пластин с $a = \bar{a}$ и $b = \bar{b}$. Таким об разом, мы видим, что переходное излучение в рассматриваемой моде ли неупорядоченной неоднородной среды при выполнении условия (6) мало отличается от излучения в регулярной стопке с соответствующими a и b .

Условие (6) означает, что отношение среднего квадратичного от клонения толщин пластин к квадрату зоны формирования в веществе плюс аналогичное отношение для вакуумных прослоек должно быть меньше обратного числа слоев.

Для того, чтобы выяснить, какое минимальное N следует брать в (5) и (6), примем во внимание, что согласно [5] отношение $\sin^2 NX / \sin^2 X$ может быть заменено на сумму δ -функций, если

$$\frac{1}{N} \ll \frac{\omega(\bar{a} + \bar{b})(1 - \beta^2)}{4\pi v}. \quad (7)$$

Для того, чтобы условия (6) и (7) имели место одновременно, необходимо, чтобы отношение среднего периода неупорядоченной сре ды к зоне формирования в вакууме было значительно больше суммы,

стоящей в левой части неравенства (6). В этом случае излучение в нерегулярной стопке с соответствующим числом слоев N будет почти совпадать с излучением в регулярной стопке. Но, как видно из (5), излучение в нерегулярной стопке несколько меньше.

При этом следует еще иметь в виду, что из-за случайного характера величин a_k и b_k величина (2) также является случайной. Отклонение этой величины от своего среднего значения (4) будет тем меньше, чем больше число N . Поэтому в случае пенопласта спектр излучения будет тем ближе к спектру регулярной стопки, чем для большего числа N будет выполняться неравенство (6).

Ереванский физический институт

Поступила 3.IV.1973

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. М. Гарибян. Труды международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий, Дубна, 1970, том 2, стр. 524; *Adventures in experimental physics*, а-1972, р. 120.
2. А. I. Alkhanian, К. М. Avakian, G. M. Garibian, M. P. Lortkian, К. К. Shikhiarov. *Phys. Rev. Lett.*, 25, 635 (1970); *Изв. АН АрмССР*, 5, 267 (1970).
3. Г. М. Гарибян. *ЖЭТФ*, 38, 1814 (1960).
4. М. А. Тер-Микаелян. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, Ереван, 1969.
5. Г. М. Гарибян. *ЖЭТФ*, 60, 39 (1971).

ԱՆՅՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅՐՈՒՄԸ ԱՆԿԱՆՈՆ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Գ. Մ. ՂԱՐԻԲՅԱՆ, Լ. Ա. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, ՑԱՆ ՇԻ

Ստացված է բանաձև պինոպլաստի տիպի անկանոն անհամասեռ միջավայրում ունեղենյան անցումային ճառագայթման սպեկտրալ ինտենսիվության համար: Կատարված է այդ բանաձևի միջինացում ըստ պատերի և ծակոտիների հաստության: Ցույց է տրված, որ եթե պատերի հաստության միջին քառակուսային շեղման և նյութում ձևավորման դոտու քառակուսու հարաբերությանը զումարած նույն տիպի հարաբերությունն դատարկ միջնաշերտերի համար շատ անգամ փոքր է անկանոն միջավայրի միջին պարբերության և դատարկությունում ձևավորման դոտու հարաբերությունից, ապա անկանոն միջավայրում ճառագայթում քիչ է տարբերվում այն ճառագայթումից, որն ստացվում է համապատասխան թվով կարգավորված թիթեղների շերտում:

THE TRANSITION RADIATION IN AN IRREGULAR NONUNIFORM MEDIUM

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

A formula for the spectral intensity of X-ray transition radiation formed in an irregular nonuniform medium of a styro foam type is derived. This formula is averaged over the wall and pore thicknesses. It is shown that if the ratio of mean-square deviation of the wall thickness to the square of the formation zone in the medium plus the analogous ratio for vacuum layers is much smaller than the ratio of mean period of the irregular medium to the formation zone in vacuum, the radiation of the irregular medium will but slightly differ from the radiation of a regular lamination with a corresponding number of plates.

ЛИНИИ ПОТОКА ЭНЕРГИИ РЕНТГЕНОВЫХ ВОЛН ПРИ ОТРАЖЕНИИ ПО БРЭГГУ

К. Г. ТРУНИ, П. А. БЕЗИРГАНЯН

В работе детально исследован поток энергии в кристалле в случае отражения Брэгга. Показано, что в поглощающих кристаллах почти во всем кристалле, за исключением узкой области непосредственно у нижней поверхности, поток энергии обусловлен только одним волновым полем. В отличие от случая Лауэ амплитуда осцилляций периодической компоненты потока энергии растет с ростом глубины в кристалле.

В работах [1, 2] рассмотрены вопросы, связанные с потоком плотности энергии в кристаллах в случае отражения Брэгга. В этих работах показано, что

1) в области полного отражения поток энергии параллелен поверхности кристалла;

2) в случае кристалла конечной толщины при отражении Брэгга вне области полного отражения внутри кристалла имеет место многократное отражение от двух поверхностей [1];

3) вне области полного брэгговского отражения, когда падающий пучок достаточно узок, возникает так называемый краевой эффект [1].

В этих работах рассмотрены составляющие плотности потока энергии, принадлежащие отдельным волновым точкам, но не изучен вопрос суммарного потока плотности энергии. Не исследовано также поведение периодической компоненты потока энергии в зависимости от глубины проникновения волнового поля в кристалле.

В излагаемой работе проводится детальное рассмотрение результирующей плотности потока и периодической компоненты плотности потока энергии.

1. Результирующая плотность потока энергии

Усредненная по времени и элементарной ячейке результирующая плотность потока энергии в общем l -волновом случае имеет следующий вид [2]:

$$\vec{S} = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} \sum_{\alpha, \beta} \exp(2\pi iz / \Delta(\alpha, \beta)) \exp(-\sigma_{\alpha\beta} z) \sum_n (D_{n\alpha} D_{n\beta}^*) \vec{s}_n, \quad (1)$$

где суммирование по индексам α и β идет по всем волновым точкам, а по индексу n — по всем узлам обратной решетки, которые лежат достаточно близко к сфере Эвальда; $\Delta(\alpha, \beta)$ — период взаимодействия волновых полей, принадлежащих волновым точкам α и β ,

$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{1}{2}(\sigma_\alpha + \sigma_\beta)$ — средний коэффициент поглощения этих полей,

\vec{s}_n — единичный вектор в направлении от данной точки распространения

ния до узла n обратной решетки, z — расстояние рассматриваемой точки от верхней поверхности кристалла.

В частном случае двухволнового приближения, имея в виду, что $\Delta(\alpha, \alpha) = \Delta(\beta, \beta) = 0$, а $\sigma_{\alpha\alpha} = \sigma_\alpha$, $\sigma_{\beta\beta} = \sigma_\beta$, и подставляя $\Delta(\alpha, \beta) = \Delta$, $\sigma_{\alpha\beta} = \bar{\sigma}$, из (1) имеем

$$\vec{S} = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} \left\{ \exp(-\sigma_1 z) (|D_{01}|^2 \vec{s}_0 + |D_{h_1}|^2 \vec{s}_h) + \exp(-\sigma_2 z) (|D_{02}|^2 \vec{s}_0 + |D_{h_2}|^2 \vec{s}_h) + \exp(-\bar{\sigma} z) \exp(2\pi i z / \Delta) [(D_{01} D_{02}^* + D_{01}^* D_{02}) \vec{s}_0 + (D_{h_1} D_{h_2}^* + D_{h_1}^* D_{h_2}) \vec{s}_h] \right\}. \quad (2)$$

Допустим, что имеется кристаллическая пластинка толщиной d и на нее падает плоская монохроматическая волна $D = D_0^i \times \exp(-2\pi i \vec{k}_0^i \vec{r})$. Обозначая амплитуды и волновые векторы отраженной, проходящей и внутренних волн соответственно через D_h^r и \vec{k}_h^r , D_0^t и \vec{k}_0^t , D_{01} и \vec{K}_{01} , D_{02} и \vec{K}_{02} , D_{h_1} и \vec{K}_{h_1} , D_{h_2} и \vec{K}_{h_2} , для граничных условий имеем:

а) на верхней поверхности пластинки

$$D_{01} \exp(-2\pi i \vec{K}_{01} \vec{r}_s) + D_{02} \exp(-2\pi i \vec{K}_{02} \vec{r}_s) = D_0^t \exp(-2\pi i \vec{k}_0^t \vec{r}_s),$$

$$D_{h_1} \exp(-2\pi i \vec{K}_{h_1} \vec{r}_s) + D_{h_2} \exp(-2\pi i \vec{K}_{h_2} \vec{r}_s) = D_h^r \exp(-2\pi i \vec{k}_h^r \vec{r}_s);$$

б) на нижней поверхности пластинки

$$D_{01} \exp(-2\pi i \vec{K}_{01} \vec{r}_a) + D_{02} \exp(-2\pi i \vec{K}_{02} \vec{r}_a) = D_0^t \exp(-2\pi i \vec{k}_0^t \vec{r}_a),$$

$$D_{h_1} \exp(-2\pi i \vec{K}_{h_1} \vec{r}_a) + D_{h_2} \exp(-2\pi i \vec{K}_{h_2} \vec{r}_a) = 0,$$

где \vec{r}_s и \vec{r}_a — радиусы-векторы точек соответственно на верхней и нижней поверхности пластинки.

Из этих выражений с учетом условий непрерывности фаз

$$\vec{k}_0^t - \vec{K}_{01} = k_{g_1} \vec{n}, \quad \vec{k}_0^t - \vec{K}_{02} = k_{g_2} \vec{n},$$

а также соотношений

$$\vec{K}_{h_1} = \vec{K}_{01} + \vec{R}_h, \quad \vec{K}_{h_2} = \vec{K}_{02} + \vec{R}_h,$$

где \vec{n} — единичный вектор внутренней нормали верхней поверхности,

а \vec{R}_h — вектор обратной решетки, имеем

$$D_{01} = \frac{D_{h_1}}{x_1} = \frac{x_2 \exp(2\pi i k_{g_2} d)}{x_2 \exp(2\pi i k_{g_2} d) - x_1 \exp(2\pi i k_{g_1} d)}, \quad (3)$$

$$D_{02} = \frac{D_{h_2}}{x_2} = \frac{x_1 \exp(2\pi i k_{g_1} d)}{x_1 \exp(2\pi i k_{g_1} d) - x_2 \exp(2\pi i k_{g_2} d)}. \quad (3a)$$

Согласно обычной плосковолновой динамической теории [2, 3] имеем:

$$\begin{aligned} \text{а)} \\ x_{1,2} &= G(p_r \pm \sqrt{p_r^2 - 1}) = -G e^{\mp v} \\ g_{1,2} &= \frac{|\Phi_0|}{2\gamma_0} - a(p_r \pm \sqrt{p_r^2 - 1}) = \frac{|\Phi_0|}{2\gamma_0} - a e^{\mp v} \end{aligned} \left. \begin{array}{l} \text{если } p_r < -1, \\ (p_r = -\operatorname{ch} v_r); \end{array} \right\} (4)$$

$$\begin{aligned} \text{б)} \\ x_{1,2} &= G(p_r \pm i\sqrt{-p_r^2 + 1}) = G e^{\pm iv} \\ g_{1,2} &= \frac{|\Phi_0|}{2\gamma_0} - a(p_r \pm i\sqrt{1 - p_r^2}) = \frac{|\Phi_0|}{2\gamma_0} - a e^{\pm iv} \end{aligned} \left. \begin{array}{l} -1 \leq p_r \leq +1, \\ (p_r = \cos v_r); \end{array} \right\} (4a)$$

$$\begin{aligned} \text{в)} \\ x_{1,2} &= G(p_r \pm \sqrt{p_r^2 - 1}) = G e^{\pm v} \\ g_{1,2} &= \frac{|\Phi_0|}{2\gamma_0} - a(p_r \pm \sqrt{p_r^2 - 1}) = \frac{|\Phi_0|}{2\gamma_0} - a e^{\pm v} \end{aligned} \left. \begin{array}{l} p_r > +1, \\ (p_r = \operatorname{ch} v_r), \end{array} \right\} (4б)$$

$$v = v_r + iv_i.$$

Во всех трех случаях реальная часть параметра угла [падения $v_r > 0$. Для centrosимметричных кристаллов G выражается через отношение направляющих косинусов γ_0 проходящей и γ_h отраженной волн — $G = \left(\frac{\gamma_0}{|\gamma_h|}\right)^{1/2}$ (напомним, что в случае Брэгга $\gamma_h = -|\gamma_h|$),

$$a = (\Phi_h \Phi_{\bar{h}})^{1/2} / 2(\gamma_0 |\gamma_h|)^{1/2},$$

Φ_0 , Φ_h , $\Phi_{\bar{h}}$ — Фурье-компоненты соответственно 0, h , \bar{h} поляризуемости Φ кристалла.

Известно также [3], что

$$\begin{aligned} \sigma_{1,2} &= \bar{\sigma} \pm |k_1| \quad \text{в области } p_r < -1, \\ \sigma_{1,2} &= \bar{\sigma} \mp |k_2| \quad \text{в области } p_r > +1, \\ \sigma_{1,2} &= \bar{\sigma} \pm s \quad \text{в области } -1 \leq p_r \leq +1, \end{aligned} (5)$$

где k_1 , k_2 и s как функции угла падения p_r (или v_r) и остальных параметров даны в [3].

Подставляя (3), (3а), (4), (4а) и (4б) и первое из соотношений (5) в (2), после некоторых преобразований для области $p_r < -1$ получим

$$\begin{aligned} \frac{S}{|\vec{S}_0|} &= \frac{\exp(-\bar{\sigma}z)}{\operatorname{ch}(2v_r + |k_1|d) - \cos\left(\frac{2\pi d}{\Delta}\right)} \left\{ \vec{s}_0 \operatorname{ch}[2v_r + |k_1|(d-z)] + \right. \\ &\quad \left. + \vec{s}_h G^2 \operatorname{ch}|k_1|(d-z) + \cos\frac{2\pi(d-z)}{\Delta} (\vec{s}_0 + G^2 \vec{s}_h) \right\}, \end{aligned} (6)$$

где $|\vec{S}_0| = \frac{c}{8\pi} |D'_0|^2$ — плотность энергии падающего излучения.

Из (4), (4а) и (4б) нетрудно убедиться, что такой же результат получится и для области $p_r > +1$, если заменить $|k_1|$ на $|k_2|$. В формуле (6) можно перейти к области полного отражения ($-1 \leq p_r \leq +1$), если заменить v_r на v_l , $|k_1|$ на s и Δ на $(-i\Delta)$ [3].

2. Линии потока энергии

Сначала мы рассмотрим среднюю плотность потока энергии в кристалле, т. е. усредним выражение (6) по периоду маятниковых полюс. Отбросив периодический член в (6), для средней плотности потока энергии получаем

$$\frac{S}{|\vec{S}_0|} = \frac{\exp(-\bar{\sigma}z)}{\text{ch}(2v_r + |k_1|d) - \cos\left(\frac{2\pi d}{\Delta}\right)} \left\{ \vec{s}_0 \text{ch}[2v_r + |k_1|(d-z)] + \right. \\ \left. + s_h G^2 \text{ch}|k_1|(d-z) \right\}. \quad (7)$$

В отличие от случая Лауэ в выражениях (6) и (7) входит не абсолютная глубина z проникновения волнового поля в кристалле, а разность $(d-z)$.

В случае очень толстых кристаллов ($d \rightarrow \infty$) для среднего потока плотности энергии из (7) получаем

$$\frac{S}{|\vec{S}_0|} = \exp(-\bar{\sigma} + |k_1|z) (\vec{s}_0 + e^{-2v_r} G^2 \vec{s}_h) = \\ = \exp(-\sigma_1 z) (\vec{s}_0 + e^{-2v_r} G^2 \vec{s}_h), \quad (8)$$

откуда можно заключить, что в достаточно толстых кристаллах поток энергии обусловлен лишь одним волновым полем (1) в области $p_r < -1$ и полем (2) в области $p_r > +1$. При отходе от условия Брэгга (p_r и $v_r \rightarrow \infty$) отраженная компонента в (8) исчезает и вся энергия переносится проходящей волной.

Для рассмотрения поведения волнового поля в зависимости от глубины проникновения z выразим векторы \vec{s}_0 и \vec{s}_h через единичные векторы \vec{n} и \vec{t} вдоль нормали и касательной к верхней поверхности кристалла (см. рис. 1). Обозначая через ψ_0 и ψ_h соответственно углы падения и отражения, имеем

$$\vec{s}_0 = \cos \psi_0 \vec{n} + \sin \psi_0 \vec{t}, \\ \vec{s}_h = \cos \psi_h \vec{n} + \sin \psi_h \vec{t}. \quad (9)$$

Подставив (9) в (7) и во избежание громоздких формул перейдем к так называемому симметричному случаю Брэгга ($\psi_0 = \psi_h - \pi = \frac{\pi}{2} - \theta_B$), получаем

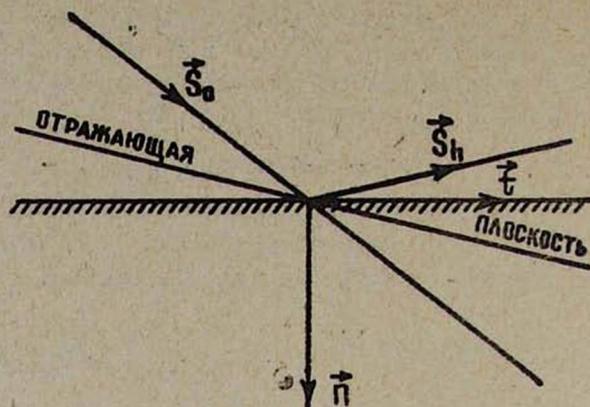


Рис. 1.

$$\frac{S}{|\vec{S}_0|} = \frac{\exp(-\bar{\sigma}z)}{\operatorname{ch}(2\nu_r + |k_1|d) - \cos\left(\frac{2\pi d}{\Delta}\right)} (S_t \vec{t} + S_n \vec{n}), \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} S_t &= \{\operatorname{ch}[2\nu_r + |k_1|(d-z)] + \operatorname{ch}[|k_1|(d-z)]\} \cos\theta_B, \\ S_n &= \{\operatorname{ch}[2\nu_r + |k_1|(d-z)] - \operatorname{ch}[|k_1|(d-z)]\} \sin\theta_B. \end{aligned} \quad (11)$$

Из (10) и (11) для тангенса угла между направлением результирующего среднего потока энергии и нормалью к поверхности получаем

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{S_t}{S_n} = \frac{\operatorname{ch}[\nu_r + |k_1|(d-z)]}{\operatorname{sh}[\nu_r + |k_1|(d-z)]} \operatorname{cth} \nu_r \operatorname{ctg} \theta_B = \frac{\operatorname{cth}[\nu_r + |k_1|(d-z)]}{\operatorname{th} \nu_r \operatorname{tg} \theta_B}. \quad (12)$$

Интегрируя (12) по z от 0 до z , для линий среднего потока энергии в кристалле находим

$$\begin{aligned} f(z) &= \int_0^z \operatorname{tg} \varphi dz = -\frac{1}{|k_1| \operatorname{th} \nu_r \operatorname{tg} \theta_B} \ln \left\{ \frac{\operatorname{sh}[\nu_r + |k_1|(d-z)]}{\operatorname{sh}[\nu_r + |k_1|d]} \right\} = \\ &= \frac{p_r \operatorname{ctg} \theta_B}{|k_1| (p_r^2 - 1)^{1/2}} \ln \left\{ \frac{\operatorname{sh}[\nu_r + |k_1|(d-z)]}{\operatorname{sh}(\nu_r + |k_1|d)} \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

Вначале мы рассмотрим непоглощающий кристалл ($\bar{\sigma} = \sigma_1 = \sigma_2 = k_1 = 0$). Переходя в (13) к пределу при $|k_1| \rightarrow 0$, получаем

$$f(z) = \frac{p_r^2}{p_r^2 - 1} \operatorname{ctg} \theta_B z. \quad (14)$$

Таким образом, для непоглощающего кристалла линии потока энергии представляют собой прямые линии. При достаточном удалении от условия Брэгга ($p_r^2 \rightarrow \infty$)

$$f(z) = \operatorname{ctg} \theta_B z, \quad (15)$$

т. е. вся энергия течет по направлению падающей волны. Наоборот, при стремлении к границам полного отражения ($p_r^2 \rightarrow 1$) (14) стремится к бесконечности, т. е. $\varphi = \frac{\pi}{2}$ и направление потока энергии параллельно поверхности кристалла. Для промежуточных случаев направление среднего потока лежит между поверхностью и направлением первичного пучка. При этом вдали от условий Брэгга ($p_r \gg 1$) линии среднего потока все более сгущаются к направлению первичного пучка, что, конечно, приведет к так называемому margin-эффекту [4] в проходящем пучке, т. е. к возрастанию интенсивности проходящего пучка в непосредственной близости от следа первичного пучка.

На рис. 2 приведены несколько линий среднего потока энергии в случае непоглощающего кристалла кальцита (отражение 200, излучение MoK_α) для различных значений параметра угла падения p_r .

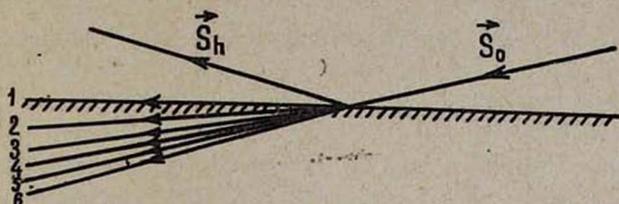


Рис. 2. Линии потока энергии непоглощающего кристалла:

- 1) $-1 < p_r < 1$; 2) $p_r = 1,2$; 3) $p_r = 1,5$; 4) $p_r = 2$;
5) $p_r = 3$; 6) $p_r = \infty$.

Перейдем к случаю поглощающего кристалла. Из (13) видно, что теперь линии плотности потока энергии — не прямые линии, хотя отличаются от прямых незначительно. В области полного отражения линии потока энергии опять почти параллельны поверхности кристалла. Действительно, из (13) следует, что при стремлении p_r^2 к единице $f(z)$ стремится к бесконечности и $\varphi = \frac{\pi}{2}$. Произведя переход от формулы (13) для области $p_r < -1$ к той же формуле в области $p_r^2 < 1$ (выше мы отметили, как это можно сделать), нетрудно убедиться, что $f(z) = \infty$ во всей области полного отражения. При обычных значениях $|k_1|$ и толщины кристалла d (например, для кристалла кальцита при симметричном отражении Брэгга, излучении CuK_α и отражении 200 имеем $|k_1| \sim 10^2 \text{ см}^{-1}$) логарифмический член для большей части кристалла примерно равен $-|k_1|z$, так что

$$f(z) \approx -\frac{p_r}{\sqrt{p_r^2 - 1}} \text{ctg } \theta_B z. \quad (16)$$

Нетрудно убедиться, что это есть линии плотности потока энергии для волн, принадлежащих полю (1). Лишь в непосредственной близости от нижней поверхности кристаллической пластинки линии потока значительно отличаются от прямых (16), обусловленных только

одним волновым полем. Это и понятно, так как только непосредственно у нижней поверхности волновое поле (2) имеет заметную интенсивность и при движении к верхней поверхности быстро поглощается*. Линии потока энергии для поглощающего кристалла кальцита приведены на рис. 3.

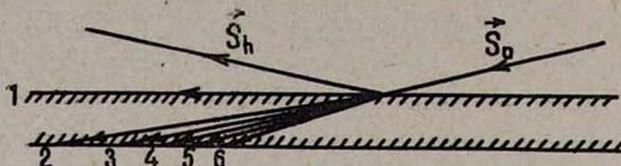


Рис. 3. Линии потока энергии поглощающего кристалла кальцита (отражение (200), излучение $M\alpha K_2$): 1) $-1 < p_r < 1$; 2) $p_r = 1,2$; 3) $p_r = 1,5$; 4) $p_r = 2$; 5) $p_r = 3$; 6) $p_r = \infty$.

3. Периодическая компонента потока энергии

До сих пор мы рассматривали усредненную по экстинкционной длине плотность потока энергии. Особенности периодической компоненты потока энергии мы рассмотрим в этом параграфе. Как и раньше (чтобы избежать громоздких формул), мы ограничимся случаем симметричного отражения Брэгга. Из (6) видно, что как в случае симметричного отражения Брэгга, так и в случае асимметричного отражения периодическая компонента плотности потока энергии всегда параллельна поверхности кристалла. Действительно, используя (9), получаем

$$\vec{s}_0 + G^2 \vec{s}_h = \vec{t} \cos \psi_0 (\operatorname{tg} \psi_0 + \operatorname{tg} \psi_h).$$

Обозначая периодическую компоненту линий потока энергии через $f_p(z)$, из (6) сразу получаем (при $G^2 = 1$)

$$f_p(z) = \operatorname{ctg} \theta_B \int_0^z \frac{\cos \frac{2\pi(d-z)}{\Delta}}{\operatorname{sh} v_r \operatorname{sh} [v_r + |k_1|(d-z)]} dz. \quad (17)$$

Хотя прямое вычисление интеграла невозможно, нетрудно провести исследование периодической компоненты в зависимости от глубины z . Не нарушая общности можно предположить, что толщина кристалла кратна периоду маятниковых полос — $d = m\Delta$ (это изменит лишь начальную фазу в (17)). Тогда, произведя подстановку $d-z = \Delta y$, из (17) получаем

$$f_p(z) = \frac{\Delta}{\operatorname{tg} \theta_B \operatorname{sh} v_r} \int_m^y \frac{\cos(2\pi y)}{\operatorname{sh}(v_r + |k_1|\Delta y)} dy. \quad (18)$$

* Все сказанное выше справедливо также и для области $p_r > +1$, если учесть, что здесь волновые поля (1) и (2) меняются местами (см. [1, 3]).

Значение $f_p(z)$ для некоторого y (или z) представляет собой площадь под кривой синусоиды, умноженную на коэффициент, стоящий перед интегралом в (17). Амплитуда осцилляций $a(n)$ при n -периоде с большой точностью дается выражением

$$\frac{a(n)}{\Delta} = \frac{\text{csech}(v_r + |k_1| \Delta y)}{\text{tg } \theta_B \text{ sh } v_r}$$

и с уменьшением y (или с увеличением z) растет, достигая максимального значения при $y=0$ ($z=d$). В отличие от случая Лауэ [3], где амплитуда осцилляций направления потока убывает с ростом глубины в кристалле, в случае Брэгга амплитуда осцилляций растет. Объяснение этого, казалось бы, парадоксального результата состоит в том, что в случае Брэгга одно из полей распространяется от верхней поверхности к нижней и его интенсивность убывает с ростом z , второе же поле, амплитуда которого меньше первого (см. (3, 3а)), распространяется в направлении к верхней поверхности и его интенсивность растет с z (коэффициент поглощения меньше нуля), так что с увеличением глубины проникновения волнового поля степень осцилляций будет расти, так как с увеличением z векторные вклады полей будут приближаться по величине.

Из (17) следует также, что первый максимум $f_p(z)$ будет при $y=1/4$ или $z=(m-1/4)\Delta$, а первый минимум — при $y=3/4$ или $z=(m-3/4)\Delta$.

Поступая аналогичным образом, мы видим, что максимумы и минимумы возникают при $y = n \pm 1/4$ или $z = \Delta(n - m \pm 1/4)$, $n=0, 1, \dots, m$, в то время, как нули возникают вблизи $y = n + \frac{1}{2}$ или $z = \Delta(n - m + 1/2)$.

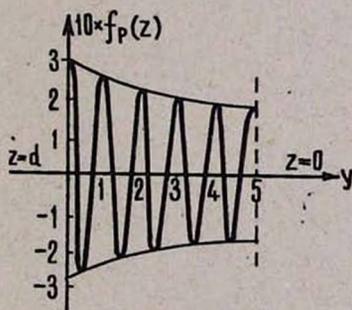


Рис. 4. Периодическая компонента линий тока энергии ($p_r = 1,5$).

На рис. 4 приведена функция $f_p(z)$ для значения параметра угла падения $p_r = 3/2$ в случае кристалла кальцита, отражения (200) и излучения MoK_{α} .

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. H. Wagner. Z. für Phys., 146, 127 (1956).
2. R. W. James. Sol. state Phys., 15, 53 (1963).
3. M. V. Laue. Röntgenstrahlinterferenzen, Frankfurt a. Main, 1960.
4. N. Kato. Z. Naturforsch., 15a, 369 (1960).

**ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՀԱՌԱԳԱՅՔՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՀՈՍՔԻ ԳՄԵՐԸ ԲՐԵԳԻ
ԱՆՌԱՎԱՐՁՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ**

Կ. Գ. ԹՐՈՒՆԻ, Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳՅԱՆՅԱՆ

Հետազոտված է էներգիայի զուտար խտության հոսքը բյուրեղում Բրեգի անդրադարձման դեպքում: Ցույց է տրված, որ չկլանող բյուրեղում հոսքի գծերը ուղիղներ են: Կլանող բյուրեղում էներգիայի հոսքը բյուրեղի գերակշռող մասում պայմանավորված է միայն մեկ ալիքային դաշտով և միայն բյուրեղյա թիթեղի ներքին մակերևույթի անմիջական մոտակայքում երկրորդ դաշտը ունի զգալի ներդրում ընդհանուր ալիքային դաշտում: Վերջին հանգամանքով է պայմանավորված նաև էներգիայի հոսքի պարբերական բաղադրիչի վարքը: Տատանումների ամպլիտուդան բյուրեղում խտության աճի հետ աճում է, քանի որ փոխազդող ալիքների ամպլիտուդաները (ինտենսիվությունները) մոտուցում մոտենում են միմյանց:

X-RAY ENERGY-FLOW LINES IN THE BRAGG CASE

K. G. TRUNI, P. H. BEZIRGANIAN

The energy-flow in crystal in the case of Bragg reflection is investigated in detail. It is shown that in absorptive crystals the energy flow in the whole crystal except the narrow region by the lower surface, is due to one wave field only. Unlike the Laue case, the amplitude of oscillations of the periodic component of energy flow increases with the deepening into the crystal.

К ВОПРОСУ О СПОЛЗАНИИ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ

Я. М. ПОГОСЯН, Э. М. ГЭРЯН

В работе электронномикроскопическим методом исследовано влияние поля по оси легкого намагничивания (H_L) на процесс сползания доменных границ в тонких ферромагнитных пленках. Показано, что при больших значениях поля H_L , начиная с $H_L = 0,5 H_c$, на процесс сползания доменных границ накладывается смещение границ, осуществляемое скачками Баркгаузена. Величина шага этих скачков зависит от приложенного поля H_L . При исследовании влияния переднего и заднего фронтов импульса на процесс сползания установлено, что сползание доменных границ в основном осуществляется на переднем фронте импульса, что не было обнаружено в работе Бифорта при исследовании методом индукционного считывания.

На основе электронномикроскопических исследований в предыдущих работах [1—4] нами была предложена новая модель, объясняющая процесс сползания доменных границ с поперечными связями. Согласно этой модели, сползание границ имеет место только при подаче поля H_T по оси трудного намагничивания (ОТН) при наличии исходного поля H_L , действующего по оси легкого намагничивания (ОЛН). При этом величина шага сползания за полцикла (при синусоидальном поле H_T) составляет

$$\delta = 2q \frac{H_T}{H_a} \varphi, \quad (1)$$

где $2q$ — расстояние между крестообразными линиями Блоха в границе, H_T — поле, действующее по ОТН,

H_a — поле, при котором линии Блоха аннигилируют [5], $H_a \approx 0,4 \div 0,7 H_k$;

φ — угол прогиба границы под действием поля H_L .

Экспериментальные данные, полученные методом магнитооптического эффекта Керра [4] и лорентцовой микроскопии, показали, что при малых значениях H_L наблюдается качественное согласие выражения (1) с экспериментом. В частности, связь между δ и H_T линейна, критические кривые сползания, соответствующие различным значениям δ , смещены друг относительно друга параллельно, наличие постоянно действующего поля по ОТН не влияет на скорость сползания и т. д.

Однако с ростом H_L расхождение в значениях $\delta_{\text{эксп.}}$ и δ , соответствующего уравнению (1), сильно возрастает, что наводит на мысль о существовании и других факторов, влияющих на процесс сползания доменных границ.

Настоящая работа предпринята с целью выявления роли поля H_L в процессе сползания доменных границ в тонких ферромагнитных пленках. Методика получения образцов, а также исследования процесса сползания описана в [1—4].

Известно [1—4], что сползание границ с поперечными связями, представляющих разнополярные 90° неелевские сегменты, разделенные круговыми (О) и крестообразными (А, В) линиями Блоха (рис. 1а), обусловлено следующим.

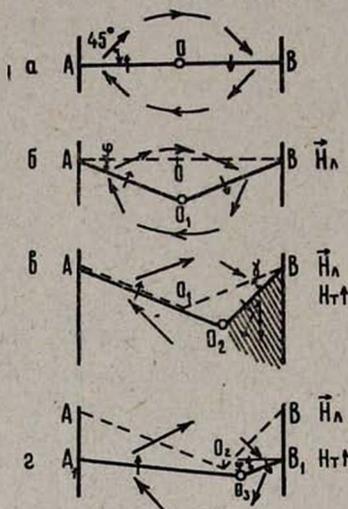


Рис. 1. Схематическое изображение поведения границ в режиме сползания: а) исходное состояние, б) приложено поле H_L , в) конфигурация границы при последующем приложении поля H_T в момент срыва границы на крестообразной линии Блоха, г) доменная граница после срыва (пунктирные линии указывают предыдущее состояние границы).

1. Под действием поля H_L происходит прогиб границы с круговой линией Блоха на вершине (рис. 1б). Экспериментально найденная величина прогиба $\Delta = OO_1$, соответствующая по модели когерентного вращения величине φq , в действительности в 2—3 раза меньше и во столько же раз больше теоретически рассчитанной величины, приведенной в [6].

2. При подаче поля H_T круговая линия Блоха смещается по линии AO_1O_2 (рис. 1в), изменяя тем самым направленность короткого неелевского сегмента (O_2B) и приводя к возникновению магнитостатических зарядов на этом участке границы [2]. Величина магнитостатических полей рассеяния, возникших на сегменте O_2B , получается из соотношения

$$H_p = \frac{4 J t H_T H_a}{q (H_a - H_T)^2} \varphi, \quad (2)$$

где J — намагниченность насыщения, t — толщина пленки.

3. Принимается, что сползание (то же самое, что и срыв границы на крестообразных линиях) будет иметь место тогда, когда $H_L + H_p \geq H_c$.

Срыв границы на крестообразных линиях осуществляется из-за поворота намагниченности заштрихованной области (рис. 1в) в направлении, противоположном действию внешнего поля H_T , тормозящего

тем самым смещение круговой линии Блоха [3]. Последнее приводит к возникновению дивергенции магнитного потока на границе и срыв является, по существу, переходом границы в состояние устойчивого равновесия (рис. 1г).

Согласно нашему представлению о ферромагнитной пленке с высокой квадратичностью ее петли гистерезиса предполагается, что коэрцитивная сила определяется полем старта границ [7]. Однако электронномикроскопические исследования показали, что микросмещение границ в виде скачков Баркгаузена имеет место также и при полях, значительно меньших H_c , причем с ростом величины H_d увеличивается средний шаг скачка границы.

На рис. 2 приводится электронномикроскопический снимок, иллюстрирующий характерный скачок Баркгаузена в процессе экспониро-

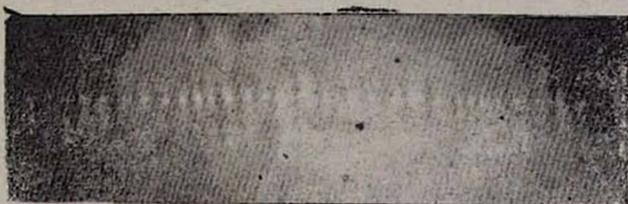


Рис. 2. Скачок Баркгаузена в тонких пленках при $H_d = 0,87 H_c$.

вания кадра при $H_d = 0,87 H_c$. Хорошо видны не только исходное и конечное состояния, но и промежуточное состояние границы. Видно также, что граница сместилась не строго параллельно, она, по-видимому, претерпевала задержку на каких-то неоднородностях.

На рис. 3 приводится график зависимости расстояния между начальным и конечным положениями границы в зависимости от числа подаваемых импульсов для двух значений поля $H_d = 0,75 H_c$ и $H_d = 0,8 H_c$. При этом граница приводится в стартовое положение (в строго определенное место) по соответствующим ориентирам на пленке путем сползания границы при $H_d \approx 0,4 H_c$, а затем задается соответствующее поле H_d . Эти предосторожности необходимы, так как, во-первых, от участка к участку величины скачков разные и, во-вторых, при установлении границы в стартовое положение большими полями H_d этот эффект может и не наблюдаться.

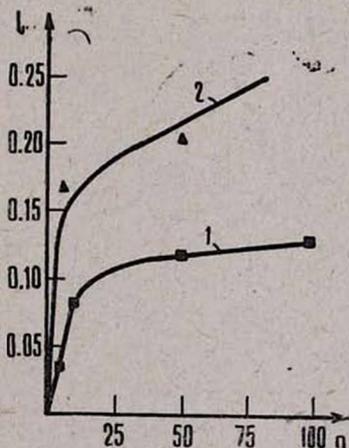


Рис. 3. График зависимости расстояния между начальным и конечным положением границы (в мкм) в зависимости от числа подаваемых импульсов по ОЛН; 1) $H_d = 0,75 H_c$; 2) $H_d = 0,8 H_c$.

Из рис. 3 видно, что смещение границы в зависимости от числа импульсов не носит характера сползания, в противном случае не наблюдалось бы насыщение кривой. Средний шаг скачка Баркгаузена здесь определяется по начальному прямолинейному участку кривой.

Наличие микроскачков границы при полях, значительно меньших H_c , наводит на мысль о существовании в пленке микродисперсии по H_c , обусловленной, по-видимому, как наличием структурных неоднородностей, так и немагнитными включениями, представляющими определенные потенциальные барьеры при смещении доменной границы. При таком рассмотрении граница, срываясь на крестообразных линиях в режиме сползания (с помощью H_p , создаваемой подачей поля H_T), может и дальше смещаться скачком под действием исходного $H_d < H_c$ до таких барьеров, для преодоления которых исходное H_d недостаточно.

На рис. 4 схематически приводится значение коэрцитивной силы в зависимости от расстояния от стартового положения границы в пленке. Местонахождение границы в потенциальной яме (a , b) обусловлено исходным полем H_d . Если под действием $H_d + H_p$ граница в состоянии преодолеть барьер A , она может перейти в состояние B . А если исходное поле H_d сравнительно большое, то при этом и H_p будет больше (см. выражение (1)) и

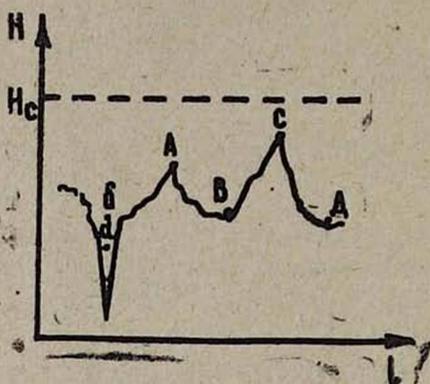


Рис. 4. Схематическое изображение потенциальных барьеров в пленке (пунктирными линиями показан уровень H_c).

может перейти в состояние B . А если исходное поле H_d сравнительно большое, то при этом и H_p будет больше (см. выражение (1)) и

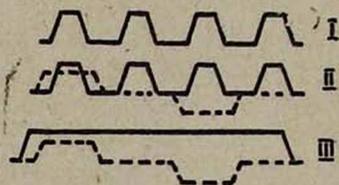


Рис. 5. Три различных варианта приложения внешних полей. Сплошные линии соответствуют полю по ОЛН, пунктирные линии — полю по ОТН.

возможно, что граница сможет преодолеть более высокие потенциальные барьеры, например C , и сместиться на сравнительно большее расстояние (на рис. 4 до точки D). Разность абсцисс $D - A$, естественно, может оказаться намного больше, чем величина, соответствующая

$$\delta_{\max} = 2q \varphi \frac{H_T}{H_a} \left(\text{при } \frac{H_T}{H_a} = 0,5, q = 3\mu, \varphi = 15^\circ \delta_{\max} = 0,8 \mu \right).$$

В работе [8] указано на возможное изменение H_c , а следовательно, и формы барьеров только при переходе из одного типа границ в другой. По-видимому, форма потенциальных барьеров может также зависеть и от месторасположения круговой линии Блоха в границе с поперечными связями. Для подтверждения вышеуказанного предположения к пленке прикладывались поля в следующих трех режимах (рис. 5):

1. импульсное поле по ОЛН ($0,6 + 0,9 H_c$) рис. 5 (I);
2. импульсное поле по ОЛН, причем от импульса к импульсу изменялось месторасположение круговой линии Блоха путем прикладывания поля по ОТН (рис. 5 (II)); величина поля H_T подбиралась таким образом, чтобы

$$\frac{H_d}{H_{c(0)}} = \frac{\sqrt{H_d^2 + H_T^2}}{H_{c(\varphi)}},$$

где $H_{c(0)}$ — коэрцитивная сила смещения границ по ОЛН,

$$H_{c(\varphi)} — \text{то же под углом } \varphi = \frac{H_T}{H_d};$$

3. те же значения полей, что и в случае II, но в режиме сползания, рис. 5 (III).

Согласно описанной нами модели режим II (приложено поле H_T , затем H_d) уменьшает лишь величину прогиба границы, исключая при этом сползание границы, так как при этом не возникает магнитостатических зарядов. Однако, как видно из рис. 6, величина смещения границы намного увеличивается в

случае режима II по сравнению с режимом I, что, по-видимому, обусловлено только изменением месторасположения круговой линии Блоха в границе. В отличие от режима сползания (режим III) здесь смещение границы осуществляется только скачками Баркгаузена. Как видно из рис. 6, при использовании тех же значений полей в режиме сползания, что и в режиме II, эффективность смещения границ намного больше. Последнее объясняется наличием двух механизмов смещения границ: скачков Баркгаузена и сползания. Иными словами, эффективность скачков Баркгаузена в случае

режима III обусловлена не полем H_d , как в случае режима II, а полями $H_d + H_p$ (если под сползанием подразумевать только скачки Баркгаузена). Из рис. 6 видно также, что фактически скачки Баркгаузена имеют место при полях $H_d \geq 0,6 H_c$, тогда как сползание границ имеет место и при полях, значительно меньших $0,6 H_c$, что, безусловно, является результатом эффекта возникновения H_p' при подаче поля H_d . В свете вышеизложенного приведенное в работе [9] в качестве одной из причин сползания доменных границ проявление жесткости длинного неелевского сегмента границы (судя по их модели, очередность приложения внешних полей не играет роли) вряд ли приемлемо,

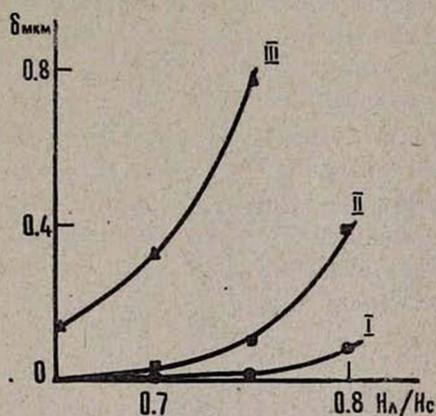


Рис. 6. График зависимости шага смещения границы от величины приложенного поля по ОЛН; в качестве параметра взяты соответствующие режимы рис. 5.

так как длинные неелевские сегменты здесь не заряжаются [2] и из рис. 6 видно, что режим II не носит характера сползания.

Приведенная в работе [4] модель сползания доменных границ не учитывает возможного смещения границ скачками Баркгаузена, имеющими место при полях $H_d \geq 0,6 H_c$, и наблюдаемое расхождение реальной кривой сползания ($\delta = f(H_d)$) [10] с предложенной моделью следует отнести за счет эффекта скачков Баркгаузена.

В свете вышеизложенного и полученных нами в работах [1—4] экспериментальных данных, на основе которых предложена модель сползания доменных границ, основной акт сползания происходит на переднем фронте импульса и это в корне противоречит экспериментальным данным Бифорта [11].

По данным Бифорта критические кривые сползания доменных границ, соответствующие переднему и заднему фронтам импульсных полей, действующих по ОТН, совпадают, т. е. его данные как бы подтверждают модель Мидделлука, которая справедлива при сравнительно больших амплитудах H_T . С целью выяснения достоверности эксперимента Бифорта (эксперимент был осуществлен методом индукционного считывания, не отличающимся высокой точностью) нами электронномикроскопически был повторен этот эксперимент. Отметим, что эти данные являются единственными в периодической литературе, несогласующимися с предложенной нами моделью. Исследовалось поведение границы под действием внешних полей в следующих трех режимах (см. рис. 7). В режиме 1 использовался задний фронт импульса, в режиме 2—передний фронт импульса, а режим 3 соответствовал режиму сползания (во всех трех режимах амплитуды полей H_d и H_T одинаковы).

На рис. 8 приводится эффективность сползания границы („б“) в зависимости от поля H_d при

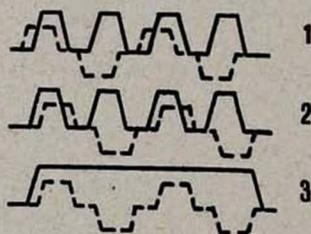


Рис. 7. Три различных варианта приложения внешних полей. Сплошные линии соответствуют полю по ОЛН, пунктирные линии — полю по ОТН.

$H_T = 0,5 H_a = \text{const}$. Обозначения на кривых 1—3 соответствуют режимам, приведенным на рис. 7.

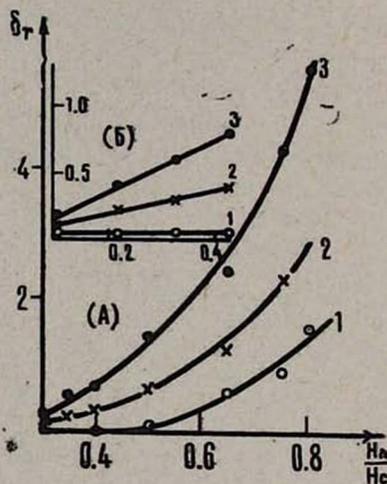


Рис. 8. Зависимость шага смещения границы от $\frac{H_d}{H_c}$. А. ($H_T = 0,5 H_a$).
Б. ($H_T = 0,75 H_a$).

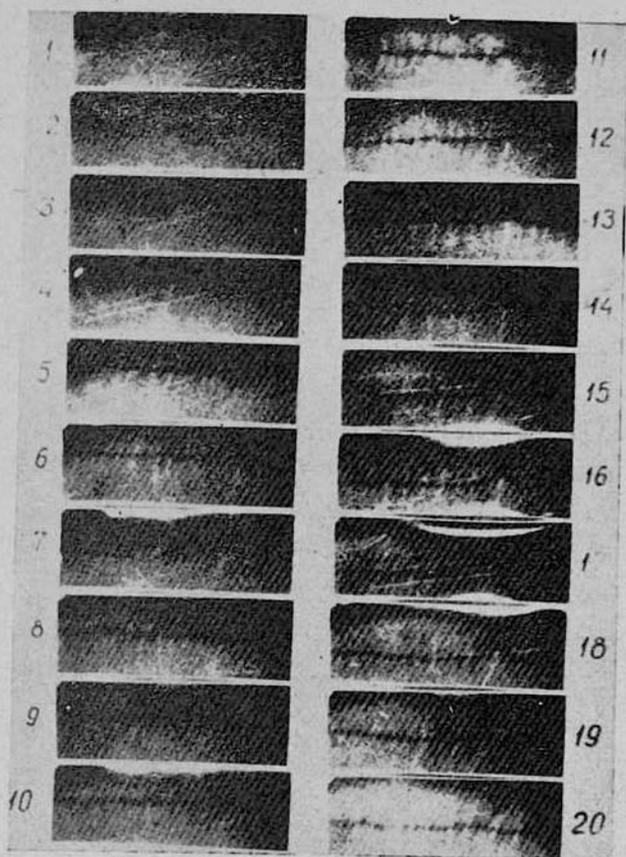


Рис. 9. Провисание границы на крестообразной линии
Блоха в процессе сползания доменной границы.

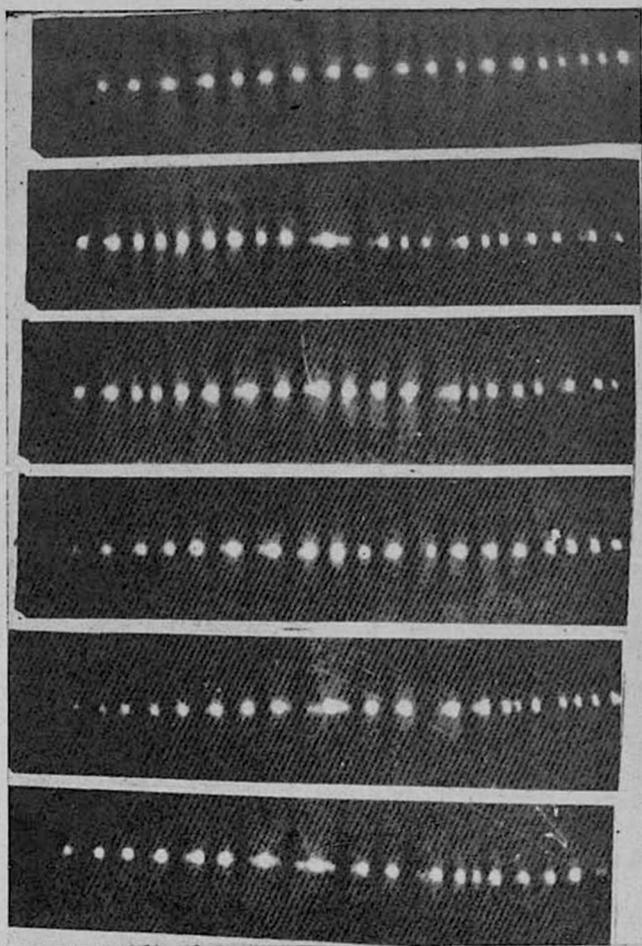


Рис. 10. Микрофотографии границы, соответствующие одному и тому же участку пленки и иллюстрирующие степень „запоминания“ предыдущей структуры границы

$$\left(\frac{H_c}{H_k} = 0,5, \quad \alpha_{90} = 0,5^\circ \right).$$

Методика проведения эксперимента и обработка экспериментальных данных аналогичны таковым при построении кривых на рис. 6.

Из рис. 8(А) видно, что, как и следовало ожидать, максимальный шаг сползания границы за один фронт импульса $\left(\delta \frac{\mu}{\varphi_{\text{имп}}}\right)$ соответствует режиму сползания (3), кроме того, видно, что эффективность режима (2) меньше по сравнению с режимом (3), но больше, чем при режиме (1), причем с уменьшением H_d эффективность режима 1 сводится на нет, что также хорошо видно из рис. 8(Б).

Таким образом, вопреки экспериментальным данным Бифорта, действие режимов 1 и 2 (рис. 7) неодинаково и наблюдаемую большую эффективность режима (1) можно приписать вышеуказанным скачкам Баркгаузена, наблюдаемым только при величинах полей $H_d \geq 0,6 H_c$.

Рассмотрим еще один аспект, касающийся сползания доменных границ, а именно выясним роль крестообразных линий Блоха в этом процессе. Известно, с одной стороны, что эффективность сползания границы при сползании растет с ростом плотности крестообразных линий Блоха [12, 13]; с другой стороны, последние являются основным препятствием при сползании границ. Наличие в пленках микродисперсии по H_c указывает на то, что крестообразные линии, являющиеся основными потенциальными барьерами для скачков Баркгаузена, не равнозначны, что безусловно может влиять на процесс сползания.

Электронномикроскопические исследования показывают, что в отличие от идеального случая, когда плотность крестообразных линий Блоха по длине границы одинакова (она обусловлена толщиной пленки [4] и H_c [15]), в реальных пленках всегда наблюдается флуктуация плотности крестообразных линий. Последнее нельзя объяснить только влиянием дисперсии анизотропии, ибо флуктуация плотности крестообразных линий наблюдается и в пленках с минимумом дисперсии ($\alpha_{90} < 0,5^\circ$).

Неравнозначность крестообразных линий как потенциальных барьеров для сползания границ, а также флуктуации их плотности по границе, указывают на то, что, по-видимому, возникновение крестообразных линий предпочтительнее на наиболее неоднородных участках границы. Такое предположение не лишено оснований, так как даже в режиме сползания определенные крестообразные линии тормозят смещение границ и границы как бы провисают на нескольких крестообразных линиях, как это видно из кинокадров процесса сползания доменных границ на рис. 9. Видно также, что в процессе сползания границ крестообразные линии притягиваются к неоднородностям и в дальнейшем тормозят процесс сползания. Для выяснения справедливости такого предположения нами были сфотографированы 24 кадра, иллюстрирующие процесс перемагничивания пленки со смещением границ в случае, когда граница строго фиксировалась на одном и том

же месте. В качестве иллюстрации на рис. 10 приводятся шесть характерных снимков из этой серии.

Анализ полученных снимков показал, что в отсутствии какого-либо фактора, вынуждающего к установлению крестообразных линий Блоха на одном и том же месте, вероятность совпадения двух крестообразных линий при наложении снимков, соответствующих одному и тому же участку пленки, составляет

$$W = \frac{D}{2q} K,$$

где D — геометрическая ширина крестообразной линии на фотоснимке, $2q$ — расстояние между крестообразными линиями, K — коэффициент, характеризующий точность совпадения.

Принимая $D = 0,4 \mu$, $2q = 2\mu$ (см. рис. 10), вероятность совпадения крестообразных линий с точностью до $0,5 D$ составляет 0,04. При наличии участка границы с 25 крестообразными линиями при сравнении двух фотопластинок можно обнаружить лишь совпадение одной пары линий. При наличии n фотопластинок число возможных совпадений соответственно будет $\sum (n - 1)$. Однако анализ микрофотографий показал, что фактическое число совпадений больше в 4-5 раз. Последнее указывает на то, что при прохождении границы через один и тот же участок пленки крестообразные линии „запоминают“ свое прежнее местонахождение. Во всех случаях „запоминание“ может иметь место только при наличии определенных ориентиров, помогающих „запомнить“, а в тонких пленках хорошим ориентиром могут служить различные дефекты.

На рис. 10 приведена доменная граница в пленке с $\alpha_{90} = 0,5^\circ$; из рисунка видно, что „абсолютное запоминание“ не имеет места. Для выяснения влияния структурных неоднородностей на степень запоминания нами были исследованы пленки с большой длиной волны ряби намагниченности, полученные при более высокой температуре подложки при осаждении. В таких пленках, как известно [16], процесс перематничивания осуществляется неоднородным вращением намагниченности, возникновением блокированной структуры и положение крестообразной линии на перематничивающей границе диктуется длиной волны ряби намагниченности λ [17]. Исследования показали, что с ростом величины угловой дисперсии анизотропии растет также степень „запоминания“, что, по-видимому, и является одной из причин уменьшения эффективности сползания с ростом длины волны ряби намагниченности [17].

В заключение отметим, что из-за наличия микродисперсии по H_c в пленках и неравнозначности крестообразных линий Блоха, как потенциальных барьеров, реальный процесс сползания доменных границ будет отличаться от идеальной модели, приведенной в работах [1-4].

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Я. М. Полюсян, П. А. Безирианян, Э. М. Гзрян, С. А. Арутюнян. ДАН СССР, 200, 839 (1971).
2. Я. М. Полюсян. ФММ, 33, 1207 (1972).
3. Я. М. Полюсян, Э. М. Гзрян, С. А. Арутюнян. ФММ, 34, 1004 (1972).
4. Я. М. Полюсян, С. А. Арутюнян. ФММ, 34, 1165 (1972).
5. Я. М. Полюсян, А. Г. Шишков, Р. В. Телеснин. ФММ, 30, 830 (1970).
6. А. С. Сигов, А. Г. Шишков. ФММ, 31, 731 (1971).
7. Е. Н. Ильичева, Н. Г. Канавина, А. Г. Шишков. ФММ, 22, 250 (1966).
8. S. Middelhock, Z. Angew. Phys., 14, 191 (1962).
9. A. Green, K. D. Leaver, M. Pratton. J. Appl. Phys., 35, 812 (1964).
10. Н. Г. Канавина, Е. Н. Ильичева, Р. Лю-фа Чун, В. Э. Осуховский, Р. В. Телеснин, А. Г. Шишков. Сб. Физика магнитных пленок, Иркутск, стр. 226, 1968.
11. T. H. Veeforth. Internat. Journal Control, 1, 375 (1965).
12. О. А. Виноградов, Е. Н. Ильичева, Н. Г. Канавина, В. Э. Осуховский, Р. В. Телеснин, А. Г. Шишков. Сб. Физика магнитных пленок, Иркутск, стр. 219, 1968.
13. Я. М. Полюсян. ДАН СССР, 203, 1290 (1972).
14. S. Methfessel, S. Middelhock, H. Thomas. IBM-y Res. a. Develop, 4, 96 (1960).
15. S. Middelhock. J. Appl. Phys., 34, 105 (1963).
16. Я. М. Полюсян, Т. А. Полюсян, В. А. Мамян. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 19 (1969).
17. Я. М. Полюсян, Э. М. Гзрян, С. А. Арутюнян. ФММ, 31, 417 (1971).

ԳՈՄԵՆԱՅԻՆ ՍԱՀՄԱՆՆԵՐԻ ՍՈՂՔԻ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

ՅԱ. Մ. ՊՈԳՈՍՅԱՆ, Զ. Մ. ԳԶՐՅԱՆ

Աշխատանքում էլեկտրոնային միկրոսկոպիկ մեթոդով հետազոտված է հեշտ մագնիսացման ուղղությամբ ազդող դաշտի (H_x) ազդեցությունը ֆերոմագնիսական թաղանթների սողքի պրոցեսի վրա:

Ցույց է տրված, որ H_x -ի մեծ արժեքների դեպքում, սկսած $H_x = 0,5 H_c$ -ից դոմենային սահմանների տեղաշարժը կատարվում է Բարկհաուզենի թռիչքների միջոցով: Այդ թռիչքների բայի մեծությունը կախված է կիրառված H_x դաշտից:

Սողքի պրոցեսի վրա առաջնային և երկրորդային ֆրոնտների ազդեցությունը հետազոտելիս ցույց է տրված, որ սահմանների սողքը հիմնականում իրազործվում է իմպուլսի առաջնային ֆրոնտում, որը չի նկատվել Բեֆորտի աշխատանքում՝ ինդուկցիոն հաշվարկման մեթոդով հետազոտելիս:

ON THE CREEPAGE OF DOMAIN BOUNDARIES

Ya. M. POGOSSIAN, Z. M. GZRIAN

The electron microscopy of the creepage of domain boundaries with cross bonds showed that at values along the easiest magnetization axis $H_x = 0,5 H_c$ (where H_c is a coercive force), the creepage of domain boundaries is superimposed by the Barkhausen displacement jump type.

ПЕРЕХОДЫ ПОД ВЛИЯНИЕМ КОРОТКОДЕЙСТВУЮЩИХ ИЗОТРОПНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ ДИФFUЗИОННОМ ДВИЖЕНИИ ЧАСТИЦ

И. В. АЛЕКСАНДРОВ, А. Г. КАРАМЯН

Получены выражения для вероятности неадиабатических переходов в двухуровневой системе при диффузионном движении изотропно взаимодействующих частиц во внешнем постоянном магнитном поле, где разность между уровнями $\hbar\omega(r(t))$ является случайной функцией времени t , а $r(t)$ рассматривается как случайный процесс вследствие диффузионного движения частиц. Вычисление произведено по теории возмущений на основе несекулярной части взаимодействия. Подробные вычисления сделаны для короткодействующего взаимодействия, аппроксимированного потенциальной ямой.

Многие эффекты магнитной релаксации в жидкой фазе могут быть интерпретированы на основе спинового гамильтониана $H = H(\sigma, \vec{r}(t))$, где σ — спиновые переменные, $\vec{r}(t)$ — классические траектории (радиус-векторы) частиц, рассматриваемые как случайные функции времени вследствие хаотического движения частиц.

В настоящей работе мы будем рассматривать наиболее реалистическую и традиционную модель случайного движения частиц — трехмерную диффузию, когда условная вероятность $P(\vec{r}_2, t; \vec{r}_1)$ подчиняется уравнению диффузии

$$\frac{\partial P}{\partial t} = D\Delta P,$$

и будем вычислять вероятность неадиабатических переходов, индуцированных диффузионным движением взаимодействующих частиц.

В работе [1] был рассмотрен случай одномерной диффузии и δ -образного потенциала, а также случай дискретного процесса Пуассона и ступенчатого локального взаимодействия.

Здесь мы получим общее выражение для вероятности перехода при трехмерном диффузионном движении в случае изотропного быстро убывающего с расстоянием (быстрее, чем r^{-3}) потенциала взаимодействия. Мы произведем подробный расчет для взаимодействия, имеющего вид сферической потенциальной ямы.

Полагая, что вероятности переходов, вызванных взаимодействиями с различными частицами, аддитивны, рассмотрим описывающий пару частиц двухуровневый гамильтониан (в единицах частоты)

$$H = \frac{1}{2} (\omega_0 + \omega(r(t))) \sigma_z + \frac{1}{2} \omega_1 \sigma_x, \quad (1)$$

где ω_0 — зеемановская частота, σ_z, σ_x — матрицы Паули, $\omega(r(t))$ — взаимодействие, которое является случайной функцией времени через рас-

стояние r между частицами, ω_1 — постоянное несекулярное взаимодействие.

Выражение (1) аналогично оператору, рассмотренному в работе [2] для равномерного относительного движения частиц. Интерпретируя $\omega(r)$ как обменное взаимодействие, а ω_1 — как сверхтонкое взаимодействие, оператор (1) можно применять в качестве модельного, например, при анализе переходов между зеемановскими уровнями в системе спинов двух радикалов, один из которых обладает магнитным ядром.

Заметим, что так как (1) отвечает взаимодействию одной только пары частиц, то вычисленная с помощью этого оператора полная вероятность перехода для одной частицы должна быть умножена на число частиц N в образце.

Представим гамильтониан (1) в виде суммы стационарного и нестационарного членов: $H = H_0 + H(t)$. Из нестационарного члена $H(t)$ выделим среднюю часть, т. е. запишем гамильтониан (1) в виде

$$H = H_0 + \bar{H}(t) + (H(t) - \bar{H}(t)) = H_0 + \bar{H}(t) + V(t), \quad (2)$$

где

$$H_0 = \frac{1}{2} \omega_0 \sigma_z + \frac{1}{2} \omega_1 \sigma_x, \quad \bar{H}(t) = \frac{1}{2} \bar{\omega}(r) \sigma_z, \quad V(t) = \frac{1}{2} (\omega(r) - \bar{\omega}(r)) \sigma_z,$$

$$\bar{\omega}(r) = \int p(\vec{r}) \omega(r) d\vec{r},$$

$p(\vec{r})$ — плотность вероятности.

Наша задача — вычислить вероятность перехода между собственными состояниями среднего гамильтониана

$$\bar{H} = H_0 + \bar{H}(t) = \frac{1}{2} (\omega_0 + \bar{\omega}(r)) \sigma_z + \frac{1}{2} \omega_1 \sigma_x, \quad (3)$$

вызванного нестационарной частью $V(t)$. Постановка задачи здесь аналогична подходу в теории Блоха-Редфильда [3, 4], а также Бломбергера, Парселя и Паунда [5], где нестационарная часть полностью учитывается по теории возмущений.

Произведем преобразование, диагонализующее оператор \bar{H} . Оно может быть выполнено в виде поворота системы координат

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= \cos \alpha \cdot \sigma'_x + \sin \alpha \cdot \sigma'_z \\ \sigma_z &= -\sin \alpha \cdot \sigma'_x + \cos \alpha \cdot \sigma'_z \end{aligned} \right\}, \quad \text{где } \operatorname{tg} \alpha = \frac{\omega_1}{\omega_0 + \bar{\omega}(r)}. \quad (4)$$

В новой системе координат гамильтониан (2) примет вид

$$H = \bar{H} + \frac{1}{2} [\Omega(r) - \bar{\Omega}(r)] \sigma'_z + \frac{1}{2} [\Omega_1(r) - \bar{\Omega}_1(r)] \sigma'_x = \bar{H} + V_1(t) + V_2(t), \quad (5)$$

где

$$\bar{H} = \frac{1}{2} \Omega_0 \sigma'_z, \quad \Omega_0 = \sqrt{(\omega_0 + \bar{\omega}(r))^2 + \omega_1^2}, \quad \Omega(r) = \omega(r) \cos \alpha, \quad \Omega_1(r) = \omega(r) \sin \alpha.$$

Переходы между собственными состояниями \bar{H} вызывает несекулярная часть $V_2(t)$, а секулярная часть $V_1(t)$ приводит к некоторому изменению расщепления термов, которое меняется во времени случайным образом.

Решив временное уравнение Шредингера с гамильтонианом (5), считая, как и в работах [1, 6], возмущением только несекулярную часть $V_2(t)$, для вероятности перехода в единицу времени между состояниями с различными собственными значениями σ_2 , усредненной по всем возможным реализациям случайного процесса $r(t)$, получим следующее выражение:

$$W = \langle W(\vec{r}(t)) \rangle = 2N \operatorname{Re} \int_0^{\infty} e^{i\Omega_2 t} \langle \tilde{Q}_1(\vec{r}(t)) \tilde{Q}_1(\vec{r}(0)) e^{i \int_0^t \tilde{\Omega}(\vec{r}(t')) dt'} \rangle dt, \quad (6)$$

где

$$\tilde{Q}_1(\vec{r}) = Q_1(\vec{r}) - \bar{Q}_1(\vec{r}), \quad \tilde{\Omega}(\vec{r}) = \Omega(\vec{r}) - \bar{\Omega}(\vec{r}).$$

Для вычисления вероятности W можно преобразовать (6) к виду

$$W = 2N \operatorname{Re} \int_0^{\infty} e^{i\Omega_2 t} dt \iint p(\vec{r}_1) \tilde{Q}_1(\vec{r}_1(0)) \tilde{Q}_1(\vec{r}_2(t)) A(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2, \quad (7)$$

где величина $A = \langle e^{i \int_0^t \tilde{\Omega}(\vec{r}(t')) dt'} \rangle_{\vec{r}_1, \vec{r}_2}$ представляет собой среднее значение величины $e^{i \int_0^t \tilde{\Omega}(\vec{r}(t')) dt'}$ по всем траекториям, проходящим через точку \vec{r}_1 в момент времени $t=0$ и через точку \vec{r}_2 в момент времени t .

Если случайный процесс $\vec{r}(t)$ однороден в объеме V , то $p(\vec{r}) = \frac{1}{V}$, так что

$$W = 2 \frac{N}{V} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} e^{i\Omega_2 t} dt \iint \tilde{Q}_1(\vec{r}_1) \tilde{Q}_1(\vec{r}_2) A(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \quad (8)$$

Величина $A(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t)$ при диффузионном изменении $\vec{r}(t)$ удовлетворяет уравнению [1, 7]

$$\frac{\partial A}{\partial t} = i \tilde{\Omega}(\vec{r}_2) A + D \Delta A \quad (9)$$

(оператор Лапласа Δ действует только на переменную \vec{r}_2) с начальным условием

$$A(\vec{r}_1, \vec{r}_2, 0) = \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \quad (9a)$$

и граничным условием

$$\text{grad } A = 0 \quad \text{при } \vec{r} = \vec{r}_\Sigma, \quad (96)$$

где Σ — поверхность, ограничивающая объем V (сначала мы рассматриваем диффузию в конечном объеме V , а потом перейдем к пределу $V \rightarrow \infty$, $N \rightarrow \infty$, $\frac{N}{V} = C$, C — концентрация частиц).

Как и в [7, 8], функцию $A(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t)$ можно представить в виде

$$A(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t) = \sum_p e^{-k_p^2 D t} \psi_p(\vec{r}_1) \tilde{\psi}_p^*(\vec{r}_2), \quad (10)$$

где k_p^2 , $\psi_p(\vec{r})$ — собственные значения и собственные функции уравнения

$$\Delta \psi + iq^2(r) \psi + k^2 \psi = 0 \quad (11)$$

при граничном условии (96); $q^2(r) = \frac{\tilde{Q}(r)}{D}$, а $\tilde{\psi}_p(\vec{r})$ — решение сопряженного (11) уравнения. В нашем случае сопряженное уравнение отличается от (11) только знаком при мнимом потенциале, вследствие чего $\tilde{\psi}_p^*(\vec{r}) = \psi_p(\vec{r})$.

Задача теперь сводится к решению уравнения (11) и последующему суммированию по всему спектру собственных значений:

$$W = 2 \frac{N}{V} \text{Re} \int_0^\infty e^{iQ_0 t} dt \iint \tilde{Q}_1(\vec{r}_1) \tilde{Q}_1(\vec{r}_2) \sum_p e^{-k_p^2 D t} \psi_p(\vec{r}_1) \tilde{\psi}_p^*(\vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \quad (12)$$

Как видно из (11) и (12), нам в дальнейшем необходимы только сферически-симметричные функции $\psi_p = \psi_{nlm}$ с $l = m = 0$.

Имея в виду предельный переход $V \rightarrow \infty$, $N \rightarrow \infty$, как и в работе [7], можно записать величину $A(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t)$ следующим образом:

$$A(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t) = e^{-k_0^2 D t} \psi_0(\vec{r}_1) \tilde{\psi}_0^*(\vec{r}_2) + \sum_n e^{-k_n^2 D t} \Phi_n(\vec{r}_1) \tilde{\Phi}_n^*(\vec{r}_2) + \int dk e^{-k^2 D t} \psi_k(\vec{r}_1) \tilde{\psi}_k^*(\vec{r}_2), \quad (10a)$$

где наименьший по модулю корень k_0^2 пропорционален $\frac{1}{V}$ [7], а сумма и интеграл представляют соответственно дискретный и непрерывный спектры.

Подставляя выражение (10a) в формулу (8), переходя к пределу $V \rightarrow \infty$, $N \rightarrow \infty$ и ограничиваясь при малых концентрациях линейными по концентрации членами, получим вероятность перехода в виде

$$W = 2 C \operatorname{Re} \int_0^{\infty} e^{i2dt} dt \iint \Omega_1(r_1) \Omega_1(r_2) \left[\sum_n e^{-k_n^2 D t} \Phi_n(r_1) \tilde{\Phi}_n^*(r_2) + \right. \\ \left. + \int dk e^{-k^2 D t} \psi_k(r_1) \tilde{\psi}_k^*(r_2) \right] d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \quad (13)$$

Вклад в вероятность перехода от наименьшего по модулю (т. е. нулевого) корня k_0^2 дает нуль, так как $\psi_0 = \text{const}$ и интегралы по координатам \vec{r}_1 и \vec{r}_2 от величины $\tilde{\Omega}_1(r) = \Omega_1(r) - \bar{\Omega}_1(r)$ обращаются в нуль.

Выражение (13) представляет вероятность перехода для произвольного сферически-симметричного быстро убывающего с расстоянием (быстрее, чем r^{-3}) взаимодействия $\Omega(r)$.

Здесь мы рассмотрим важный в приложениях случай короткодействующего потенциала $\Omega(r)$, для которого примем простую аппроксимацию:

$$\Omega(r) = \begin{cases} \Omega & \text{при } r \leq a, \\ 0 & \text{при } r > a. \end{cases} \quad (14)$$

Тогда для несекулярной части взаимодействия $\Omega_1(r)$ имеем: $\Omega_1(r) = \Omega$ при $r \leq a$ и $\Omega_1(r) = 0$ при $r > a$.

Для такого потенциала (14) сферически-симметричное решение уравнения (11) в области $r \leq a$ есть

$$\psi(r) = \sqrt{\frac{1}{4\pi}} c(k) \frac{\sin qr}{r}, \quad (15)$$

где $q^2 = k^2 + i \frac{\Omega}{D} = k^2 + iq_e^2$, $c(k)$ — нормировочный множитель.

Для дискретного спектра в области $r > a$ решение имеет вид затухающей экспоненты

$$\Phi_n(r) = \sqrt{\frac{1}{4\pi}} B(k_n) \frac{e^{\pm ik_n r}}{r}, \quad (16)$$

где комплексные корни k_n определяются из условия сшивания логарифмической производной решений (15) и (16) в точке $r = a$:

$$q_n \operatorname{ctg} q_n a = \mp ik_n, \quad (q^2 = k_n^2 + iq_e^2). \quad (17)$$

Сшивая решения (15) и (16) в точке $r = a$ и нормируя Φ_n на единицу, находим

$$c(k_n) \tilde{c}^*(k_n) = \frac{ik_n}{1 + iak_n}, \quad (18a)$$

$$c(k_n) \tilde{c}^*(k_n) = \frac{-ik_n}{1 - iak_n}. \quad (18b)$$

Выражения (18a) и (18b) являются нормировочными множителями для функции (16), соответствующими комплексно-сопряженным собственным значениям, найденным из уравнения (17).

Для непрерывного спектра в области $r > a$ решение имеет вид

$$\psi_k(r) = \sqrt{\frac{1}{4\pi}} B(k) \frac{\sin(kr + \delta(k))}{r}, \quad (19)$$

где $\delta(k)$ — фаза асимптотического решения $\psi_k(r)$, которая определяется из условия сшивания логарифмической производной решений (15) и (19) в точке $r = a$:

$$q \operatorname{ctg} qa = k \operatorname{ctg}(ka + \delta(k)). \quad (20)$$

Нормируя $\psi_k(r)$ на δ -функцию от k и используя условие сшивания решений (15) и (19) при $r = a$, получим

$$c(k) \bar{c}(k) = \frac{2}{\pi} \frac{1}{\sin^2 qa + \frac{q^2}{k^2} \cos^2 qa}. \quad (21)$$

Так как наш потенциал имеет вид (14), то интегрирование в (13) по r распространяется от нуля до a . Поэтому подставляя в (13) решения уравнения (11), отвечающие дискретному и непрерывному спектрам в области $r \leq a$, и имея в виду (18) и (21), в результате интегрирования по r и t для вероятности перехода получим следующее выражение:

$$\begin{aligned} W = 4C \frac{\Omega_0^2}{D} \operatorname{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[\sin(ka + \delta(k)) - ka \cos(ka + \delta(k))]^2 dk}{\left(k^2 - i \frac{\Omega_0}{D}\right)(k^2 + iq_n^2)^2} dk + \right. \\ \left. + \pi \sum_n' \frac{k_n(1 + ak_n)}{q_e^2(k_n^2 + iq_e^2) \left(k_n^2 - i \frac{\Omega_0}{D}\right)} - \pi \sum_n'' \frac{k_n(1 - ik_n)}{q_e^2(k_n^2 + iq_e^2) \left(k_n^2 - i \frac{\Omega_0}{D}\right)} \right\}, \quad (22) \end{aligned}$$

где \sum_n' означает суммирование по корням уравнения (17) с минусом в правой части, а \sum_n'' — суммирование по корням (17) с плюсом в правой части.

Для быстро убывающего с расстоянием потенциала взаимодействия, который в нашей задаче аппроксимирован формулой (14), при вычислении интеграла по непрерывному спектру в (22) используется теория вычетов. Вычеты в точках, где амплитуда асимптотического решения уравнения (11) обращается в нуль, равны соответствующим членам в суммах по дискретному спектру, взятым с обратным знаком (аналогично тому, как это имеет место для реального потенциала в квантовой механике [9]). Следовательно, вычисление (22) сводится к вычислению вычетов в точках $k^2 a^2 = i \Omega_0 \tau_c$ и $k^2 a^2 = -i \Omega_0 \tau_c$, где величина

$\tau_c = \frac{a^2}{D}$ соответствует времени корреляции случайного процесса $\vec{r}(t)$.

После простых вычислений для вероятности перехода в единицу времени получим окончательно следующие выражения:

1) для случая пересекающихся термов, т. е. при $\Omega < 0$

$$W = 2\pi C\alpha^3 \Omega_1^2 \tau_c \frac{1}{\sqrt{\Omega_0 \tau_c (\Omega_0 - |\Omega|)^2 \tau_c^2}} \operatorname{Re} f_1(\Omega_0 \tau_c, |\Omega| \tau_c), \quad (23)$$

где

$$f_1(x, y) = \sqrt{-i} [(1 - i\sqrt{-i}x)^2 e^{2i\sqrt{-i}x + 2i\delta_1(\sqrt{-i}x)} - 1 - ix^2],$$

$$\delta_1(\sqrt{-i}x) = -\sqrt{-i}x + \operatorname{arctg} \left(\frac{\sqrt{-i}x}{\sqrt{i(x^2 - y^2)}} \operatorname{tg} \sqrt{i(x^2 - y^2)} \right),$$

$$x^2 = \Omega_0 \tau_c, \quad y^2 = |\Omega| \tau_c;$$

2) для случая непересекающихся термов, т. е. при $\Omega > 0$

$$W = 2\pi C\alpha^3 \Omega_1^2 \tau_c \frac{1}{\sqrt{\Omega_0 \tau_c (\Omega_0 + |\Omega|)^2 \tau_c^2}} \operatorname{Re} f_2(\Omega_0 \tau_c, |\Omega| \tau_c), \quad (24)$$

где

$$f_2(x, y) = \sqrt{-i} [(1 - i\sqrt{-i}x)^2 e^{2i\sqrt{-i}x + 2i\delta_2(\sqrt{-i}x)} - 1 - ix^2],$$

$$\delta_2(\sqrt{-i}x) = -\sqrt{-i}x + \operatorname{arctg} \left(\frac{\sqrt{-i}x}{\sqrt{i(x^2 + y^2)}} \operatorname{tg} \sqrt{i(x^2 + y^2)} \right),$$

$$x^2 = \Omega_0 \tau_c, \quad y^2 = |\Omega| \tau_c.$$

Из-за громоздкости реальных частей этих выражений рассмотрим некоторые предельные случаи.

При больших значениях разности адиабатических термов по сравнению с частотой корреляции ω_c , т. е. при $y^2 = |\Omega| \tau_c \gg 1$, для разных предельных значений параметра $x^2 = \Omega_0 \tau_c$, которые соответствуют различным расщеплениям на больших расстояниях, получаются следующие выражения для вероятностей перехода:

для пересекающихся ($\Omega < 0$) и непересекающихся ($\Omega > 0$) термов при $\Omega_0 \tau_c \ll 1$

$$W = 4\pi C\alpha^3 \frac{\Omega_1^2}{|\Omega|^2} \omega_c; \quad (25a)$$

при $\Omega_0 \tau_c \sim 1$

$$W = \frac{4\pi}{\sqrt{2}} C\alpha^3 \frac{\Omega_1^2 \tau_c}{(|\Omega| \tau_c)^{3/2}}; \quad (25b)$$

при значении $|\Omega| \sim \Omega_0$ для пересекающихся термов

$$W = \frac{4\pi}{5} C\alpha^3 \Omega_1^2 \tau_c, \quad (26a)$$

а для непересекающихся термов при $\Omega \sim \Omega_0$

$$W = \frac{5\pi}{4} C\alpha^3 \frac{\Omega_1^2 \tau_c^2}{(\Omega_0 \tau_c)^{3/2}}. \quad (26b)$$

Когда расщепление на больших расстояниях велико, т. е. при $\Omega_0 \tau_c \gg |\Omega| \tau_c \gg 1$, для пересекающихся и непересекающихся термов получаем

$$W = \sqrt{2\pi} C a^3 \frac{\Omega_1^2 \tau_c}{(\Omega_0 \tau_c)^{3/2}}. \quad (27)$$

Как видно из формул (25—27), вероятность перехода имеет максимум в случае пересекающихся термов при $|\Omega| \sim \Omega_0$, который естественно было ожидать.

При малых значениях параметра $y^2 = |\Omega| \tau_c \ll 1$, т. е. в том случае, когда и секулярную, и несекулярную части взаимодействия можно рассматривать по теории возмущений, для пересекающихся и непересекающихся термов получим следующие выражения:

$$W = \frac{4\pi}{15} C a^3 \Omega_1^2 \tau_c \quad \text{при} \quad \Omega_0 \tau_c \ll 1, \quad (28a)$$

$$W = \sqrt{2\pi} C a^3 \frac{\Omega_1^2 \tau_c}{(\Omega_0 \tau_c)^{3/2}} \quad \text{при} \quad \Omega_0 \tau_c \gg 1. \quad (28b)$$

Этот результат, полученный нами в качестве предельного случая общих формул (23) и (24) при $|\Omega| \tau_c \ll 1$, как и следовало ожидать, получается, если пользоваться корреляционной теорией возмущений Редфильда-Бломбергера.

Необходимое условие применимости найденных выше формул для W , т. е. применимости теории возмущений только по несекулярной части взаимодействия (так как секулярная часть учитывается точно), можно получить, если потребовать, чтобы вероятность перехода за среднее время одного столкновения была много меньше единицы. Тогда условие применимости наших формул, аналогичное полученному в [1], может быть записано в виде неравенства

$$\Omega_1^2 \ll \omega_c^2 + (\Omega_0 \pm |\Omega|)^2, \quad (29)$$

где знак плюс относится к случаю непересекающихся термов, а знак минус — к случаю пересекающихся термов.

Институт хим. физики АН СССР

Горисский физ. тех. центр АН АрмССР

Поступила 15.I.1973

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. И. В. Александров, Н. Н. Корст. ЖЭТФ, 62, 2243 (1972).
2. Е. Е. Никитин. Оптика и спектроскопия, 13, 761 (1962).
3. F. Bloch. Phys. Rev., 102, 104 (1956).
4. A. Redfield. IBM Journal Research and Develop., 1, 19 (1957).
5. N. Bloembergen, E. Purcell, R. Pound. Phys. Rev., 73, 679 (1948).
6. I. V. Alexandrov, L. G. Karatman. Mol. Phys., 21, 709 (1971).
7. I. V. Alexandrov, L. G. Karatman. Mol. Phys., 24, 1313 (1972).
8. Ф. Морс, Г. Фешбах. Методы теоретической физики, т. I, М., 1959.
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика, М., 1963.

ԻԶՈՏՐՈՊ ՓՈԽԱԶԳԻՑՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԻՑՑՈՒԹՅԱՐ ՏՆՂԻ ՈՒՆԵՑՈՂ
ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԱՆՑՈՒՄՆԵՐԸ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԴԻՖՈՒԶԻՈՆ
ՇԱՐԺՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Ի. Վ. ԱԼԵՔՍԱՆԴՐՈՎ, Լ. Գ. ՔԱՐԱՄՅԱՆ

Ստացված է երկմակարդականի սխեմանում ոչ-ադիաբատիկ անցումների հավանականության համար արտահայտությունը իզոտրոպ փոխազդող մասնիկների դիֆուզիոն շարժման ժամանակ, արտաքին հաստատուն մագնիսական դաշտում, որտեղ մակարդակների $\hbar\omega(r(t))$ տարբերությունը պատահական ֆունկցիա է ժամանակից, իսկ մասնիկի $r(t)$ հետագիծը մասնիկների դիֆուզիոն շարժման շնորհիվ, դիտվում է որպես պատահական պրոցես: Հաշվումները կատարված են ըստ զրգոտմանի տեսության, որտեղ որպես փոքր զրգոտման դիտվում է փոխազդեցության ոչ սեկուլյար մասը: Մանրամասն հաշվումները կատարված են այնպիսի փոխազդեցության համար, որը մեծ ճշտությամբ կարող է փոխարինվել իզոտրոպ պոտենցիալ փոստով:

TRANSITIONS IN TWO-LEVEL SYSTEMS AT DIFFUSION
MODULATED ISOTROPIC INTERACTIONS

I. V. ALEXANDROV, L. G. KARAMYAN

Non-adiabatic transition probability in two-level system at the diffusive motion of isotropically interacting particles in an external magnetic field is calculated. The energy difference between the levels $\hbar\omega(r(t))$ is a random function of time due to the diffusive motion of particles. Values of the non-adiabatic transition probability per unit time were obtained by perturbation theory, where non-secular part of interaction was taken as a perturbation.

УСТРОЙСТВО ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ СИНХРОНИЗИРУЮЩИХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ МАЛОЙ СКОРОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЭЛЕКТРОМАГНИТЕ СИНХРОТРОНА

В. Т. НАРИНЯН, А. Р. ТУМАНЯН

Описано устройство для получения импульсов, соответствующих определенным мгновенным значениям напряженности магнитного поля, при скорости изменения напряженности поля в пределах $0 \div 2 \cdot 10^4$ э/сек. Погрешность привязки выработанных устройством импульсов к мгновенному значению напряженности магнитного поля не превышает $\pm 0,02\%$. Устройство состоит из трех пермаллоевых зондов, генератора высокочастотного тока, блоков формирования и совпадения импульсов.

Работа электронного синхротрона при $\frac{H_-}{\dot{H}_-} \geq 1$ (H_- , \dot{H}_- — соот-

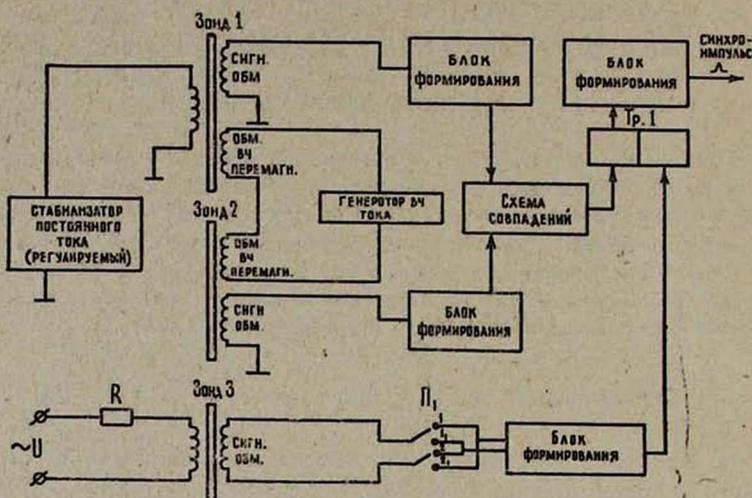
ветственно величина постоянной и амплитуда переменной составляющих напряженности магнитного поля синхротрона) или при плоской вершине во временном ходе напряженности магнитного поля синхротрона для синхронизации работы различных узлов ускорителя связана с необходимостью получения импульсов, привязанных к мгновенному значению напряженности поля при малых скоростях ее изменения. Использование рассеянных магнитных полей синхротрона для целей синхронизации при обычных режимах работы ускорителя ограничивается тем же условием.

При малых скоростях изменения напряженности магнитного поля непосредственное получение синхронизирующих импульсов при помощи пермаллового зонда, перемагничиваемого измеряемым полем [1], становится невозможным в силу того, что $t_u \rightarrow \infty$ и $U_m \rightarrow 0$, где t_u и U_m — соответственно длительность и амплитуда импульса, вырабатываемого зондом. Устройство для получения синхронизирующих импульсов путем измерения амплитуд напряжения четных гармоник в спектре сигнала с пермаллового зонда, перемагничиваемого дополнительным высокочастотным (ВЧ) полем, является достаточно сложным и дорогостоящим [2].

Разработанное устройство, блок-схема которого показана на рисунке, является достаточно простым, а по точности привязки вырабатываемых импульсов к мгновенному значению напряженности поля не уступает описанному в работе [2]. Принцип работы устройства заключается в следующем.

Зонд 1, установленный в измеряемом магнитном поле, вырабатывает импульсы в моменты времени, когда напряженность суммарного поля в зонде, который складывается из внешнего измеряемого поля, поля постоянного подмагничивания и поля ВЧ перемагничивания, проходит

через нулевое значение. Зонд 2, установленный вне магнитного поля в экране, вырабатывает импульсы только в моменты прохождения тока ВЧ перематгивания через нулевое значение. При совпадении во времени импульсов с обоих зондов схема совпадений вырабатывает



импульс совпадения. Для обеспечения отбора импульсов, выработанных на возрастающей или спадающей ветвях напряженности измеряемого поля, служат зонд 3 со своей схемой формирования и триггер „Тр. 1“. Выбор рабочей ветви осуществляется переключателем Π_1 . Зонд 3 вырабатывает импульсы только при экстремумах напряженности измеряемого магнитного поля. Это обеспечивается питанием первичной обмотки зонда током, совпадающим по фазе с переменным напряжением питания электромагнита синхротрона.

Задаваясь величиной допустимой погрешности привязки синхроимпульсов к мгновенному значению напряженности измеряемого поля δ (в единицах эрстед), частоту перематгивающего ВЧ поля можно определить из приближенного выражения

$$f_{\text{ВЧ}} \approx \frac{\omega \dot{H}_- \sin \omega t_0}{2\delta} = \frac{\dot{H}_{(t-t_0)}}{2\delta}, \quad (1)$$

где $\dot{H}_{(t-t_0)}$ — скорость изменения напряженности измеряемого поля в момент времени

$$t_0 = \arccos \frac{H_- - H_{-\text{подм.}}}{\dot{H}_-},$$

т. е. в момент компенсации напряженности измеряемого поля полем $H_{-\text{подм.}}$ постоянного подмагничивания зонда 1, $\omega = 2\pi f$, f — частота измеряемого магнитного поля.

Требуемое значение амплитуды напряженности ВЧ перематгивающего поля $\dot{H}_{\text{ВЧ}}$ можно определить, задаваясь значением погреш-

ности работы схемы совпадений импульсов $\Delta\tau$ (в сек), из следующего условия

$$(2+3) H_c \leq \dot{H}_{ВЧ} \leq \frac{(1/f_{ВЧ} + 2\Delta\tau) \dot{H}_{(t=t_0)}}{2 \sin(2\pi f_{ВЧ} \Delta\tau)}, \quad (2)$$

где H_c — коэрцитивная сила сердечника пермаллового зонда.

На Ереванском синхротроне устройство для получения синхронизирующих импульсов на уровне больших полей было разработано для работы при скоростях изменения напряженности измеряемого поля $H = 0 + 2 \cdot 10^4$ э/сек.

Пермалловый зонд 1 с полем подмагничивания $H_{\text{подм.}} = 150 + +200$ э устанавливался в рассеянное магнитное поле зазора электромагнита синхротрона. Частота ВЧ перемгнивающего поля была выбрана равной 200 кГц. Обмотки ВЧ перемгнивания зондов состояли из 400 витков провода ПЭВ $\varnothing 0,08$ мм. В остальном конструкция пермалловых зондов была аналогична описанной в работе [2]. Блоки формирования импульсов были аналогичны описанным в работе [1] и имели те же параметры, но выполнены на транзисторах. Стабильность привязки сформированного импульса к вершине исходного не превышала $\pm 0,03\%$. Стабилизатор постоянного тока с нормализованным элементом 1 класса для создания опорного напряжения обеспечивала стабильность с точностью $0,005\%$. Погрешность работы схемы совпадений импульсов не превышала $\pm 0,08$ мксек при поступлении на ее входы импульсов с передними фронтами не более $0,03$ мксек. Исследования работы устройства показали, что среднеквадратичная погрешность привязки импульсов при измерениях в течение суток не превышает $\pm 0,02\%$.

Необходимо отметить, что в отличие от других устройств [1, 2] погрешности работы описанного устройства уменьшаются с уменьшением скорости измеряемого поля. Так, при нулевой скорости изменения напряженности измеряемого поля погрешности работы устройства определяются только погрешностью работы схемы совпадений импульсов. Однако с увеличением скорости измеряемого поля более $2 \cdot 10^4 + +3 \cdot 10^4$ э/сек для сохранения малых значений погрешности работы устройства в силу дискретности работы последнего необходимо значительно увеличить частоту перемгнивающего поля. Увеличение частоты перемгнивающего ВЧ поля более $5 \cdot 10^5$ Гц приводит к невозможности выполнения условия (2). Поэтому описанное устройство целесообразно применять при скоростях изменения напряженности измеряемого поля в пределах $0 + 3 \cdot 10^4$ э/сек. При дальнейшем увеличении скорости измеряемого поля устройство может перейти в режим работы с перемгниванием пермаллового зонда 1 измеряемым полем.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Г. Ивкин и др. II Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц, Тезисы докладов, Атомиздат, М., 1970.
2. М. П. Васильев и др. ПТЭ, 2, 26 (1971).

ՍԻՆԽՐՈՆՏՐՈՆԻ ԷԼԵԿՏՐՈՄԱԳՆԵՍՈՒՄ ՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ
 ԼԱՐՎԱԾՈՒԹՅԱՆ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅԱՆ ՓՈՔՐ ԱՐԱԳՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ
 ՍԻՆԽՐՈՆԻԶԱՑՆՈՂ ԱԶԴԱՆՇԱՆ ՍՏԱՆԱԼՈՒ ՍԱՐՔԱՎՈՐՈՒՄ

Վ. Թ. ՆԱՐԻՆՅԱՆ, Ա. Ռ. ԹՈՒՄԱՆՅԱՆ

Նկարագրված է սարքավորում, որը մագնիսական դաշտի լարվածության արագության փոփոխության $0 \div 2 \cdot 10^4$ էրոստեդ/վրկ պայմաններում արտադրում է ազդանշան, մագնիսական դաշտի լարվածության որոշակի ակնթարթային արժեքին համապատասխան: Սարքավորման առաջացրած ազդանշանների և մագնիսական դաշտի լարվածության ակնթարթային արժեքի կապվածության սխալը չի գերազանցում $0,02\%$: Սարքավորումը կազմված է երեք պերմալոն ղոնդերից, բարձր հաճախականության հոսանքի գեներատորից, ձևավորման և ազդանշանների համընկման բլոկներից:

THE GENERATOR OF SYNCHRONIZING PULSES AT LOW
 RATES OF MAGNETIC INTENSITY CHANGE IN SYNCHROTRON
 ELECTROMAGNET

V. T. NARINIAN, A. R. TUMANIAN

A device for formation of pulses corresponding to definite instantaneous values of magnetic field intensity when the rate of intensity change lies in the range $0 \div 2 \cdot 10^4$ oersted/sec. has been described. The device consists of three permalloy probes, an RF current generator, a pulse former and a coincidence unit.

ГАЗОВЫЙ ПОРГООВЫЙ ЧЕРЕНКОВСКИЙ СЧЕТЧИК ДЛЯ РАБОТЫ НА ШИРОКИХ ПУЧКАХ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕСКОЛЬКО Гэв

Л. О. АБРАМЯН, Ф. В. АДАМЯН, Г. А. ВАРТАПЕТАН, А. Г. ХУДАВЕРДЯН

Описан газовый пороговый черенковский счетчик, работающий на пучке с диаметром 20 см. Разрешающая способность черенковского счетчика $\Delta\beta/\beta \sim 2 \cdot 10^{-3}$, а эффективность регистрации частиц близка к 100%. Счетчик наполнялся фреоном-13.

1. Введение

Для исследования реакции фоторождения заряженных частиц на Ереванском электронном ускорителе был создан магнитный спектрометр для регистрации частиц с импульсами до 4 Гэв/с [1]. Идентификация частиц по скоростям в этой области энергий производилась газовым черенковским счетчиком.

Характеристики спектрометра (широкий импульсный акцептанс, большой телесный угол, малая его длина и т. д.) накладывали довольно жесткие требования на параметры черенковского счетчика.

Для работы газового черенковского счетчика было необходимо, чтобы магнитный спектрометр в пространстве длиной 2 м между магнитами имел пучок с угловым разбросом $\pm 1^\circ$ и диаметром 20 см. Таким образом, длина свободного пространства и диаметр пучка определяли размеры черенковского счетчика.

Поскольку максимальная энергия частиц, которая может быть достигнута на Ереванском ускорителе, равна 6 Гэв, то для отделения π -мезонов от K -мезонов (имея в виду максимально возможный импульсный акцептанс спектрометра — $\pm 13\%$) было необходимо, чтобы разрешающая способность черенковского счетчика была $\Delta\beta/\beta \approx 2 \cdot 10^{-3}$ (см. рис. 1). При этом эффективность регистрации частиц этим счетчиком должна была быть близкой к 100%.

В настоящей работе наряду с методикой расчета описан газовый пороговый черенковский счетчик, разработанный авторами в 1965—

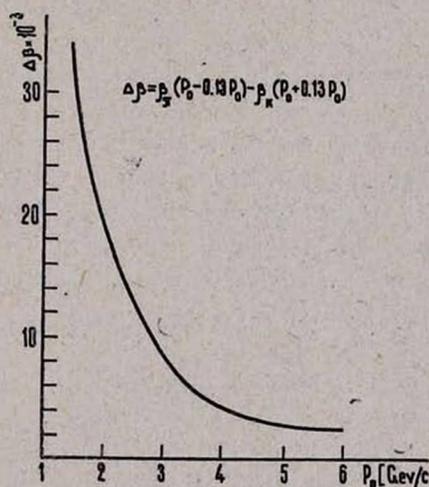


Рис. 1. Разрешение по скоростям $\Delta\beta/\beta$, необходимое для отделения π -мезонов от K -мезонов в зависимости от среднего импульса спектрометра P_0 с учетом его полного акцептанса ($\Delta P/P_0 = \pm 13\%$).

1966 г., который вместе с магнитным спектрометром был применен в эксперименте по фоторождению π^\pm -мезонов на ядрах при энергии фотонов 2 и 3 Гэв [2].

2. Расчет параметров черенковского счетчика

При прохождении частиц со скоростью β через черенковский счетчик (радиатор которого имеет показатель преломления n) среднее число фотоэлектронов, вылетевших при этом с фотокатода ФЭУ, где собираются фотоны черенковского излучения, определяется следующим выражением [3]:

$$N = \frac{2\pi}{137} k(\theta) cl \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \sin^2 \theta, \quad (1)$$

где θ — угол черенковского излучения $\left(\cos \theta = \frac{1}{n\beta} \right)$, $k(\theta)$ — коэффициент сборки света черенковского излучения на фотокатод ФЭУ, c — конверсионная эффективность ФЭУ, l — длина радиатора счетчика, λ_1, λ_2 — область спектральной чувствительности ФЭУ.

Если принять, что распределение числа фотоэлектронов описывается законом Пуассона, и если электронная схема, подключенная к черенковскому счетчику, имеет порог, срабатывающий от N_0 -фотоэлектронов, то вероятность регистрации частицы со скоростью β будет иметь вид

$$P(\beta) = \sum_{x=N_0}^{\infty} \frac{e^{-N} N^x}{x!}. \quad (2)$$

Разрешающая способность черенковского счетчика по скорости определяется как разность между двумя значениями скорости ($\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2$), при которых частица регистрируется с эффективностью соответственно 99 и 1%. В случае, когда скорость частицы не изменяется, можно воспользоваться разницей между показателями преломления радиатора счетчика (который меняется с изменением давления), при которых частица со скоростью β регистрируется с эффективностью 99 и 1%. Таким образом, в выражении (3) (см. ниже) меняется либо β , либо $\beta_0 = \frac{1}{n}$. На эксперименте часто бывает удобно измерить разрешающую способность счетчика вторым методом, что нами и было сделано.

При этом следует различать разрешение $(\Delta\beta/\beta)_0$ самого счетчика в идеальных условиях при монохроматическом и параллельном пучке от разрешения $\Delta\beta/\beta$, которое имеет место в реальных условиях эксперимента. На ход кривой зависимости эффективности регистрации частиц от давления газа в основном влияют следующие известные эффекты [3]:

а) импульсный разброс частиц в спектрометре из-за его импульсного акцептанса [1];

б) начальный угловой разброс пучка при прохождении его через черенковский счетчик [1];

в) многократное рассеяние частиц в радиаторе;

г) замедление частиц за счет ионизационных потерь в радиаторе.

Влияние остальных эффектов несущественно [3]. Предварительные оценки показывают, что в наших условиях вышеуказанные эффекты могут ухудшить разрешающую способность счетчика примерно на 40%, следовательно, необходимо, чтобы $(\Delta\beta/\beta)_0 \sim 1,2 \cdot 10^{-3}$.

Исходя из значения $(\Delta\beta/\beta)_0$ можно оценить параметры счетчика. Для этого необходимо знать число N_0 (см. выражение (2)). Оценка числа N_0 при помощи выражения (15) работы [4] говорит о том, что в наших условиях аппаратура должна срабатывать от $N_0 = 10 + 15$ фотоэлектронов. Более точно число N_0 оценивается из экспериментально полученной кривой эффективности регистрации частиц (см. ниже).

Исходя из полученного значения N_0 , на основании выражения (2) можно оценить среднее число фотоэлектронов N_1 для частицы со скоростью β_1 , которая регистрируется с эффективностью 99% ($N_1 = 19 + 27$), и среднее число фотоэлектронов N_2 для частицы со скоростью β_2 , которая регистрируется с эффективностью 1% ($N_2 = 4 + 7,5$).

Принимая область чувствительности ФЭУ от 3500 до 5500 Å [3], после некоторых преобразований из (1) легко получить

$$N = 950 k(\theta) cl (\beta - \beta_0), \quad (3)$$

где β_0 — пороговая скорость частиц.

Заменяя в (3) N на N_1 и N_2 и соответственно β на β_1 и β_2 , после вычитания полученных двух выражений будем иметь

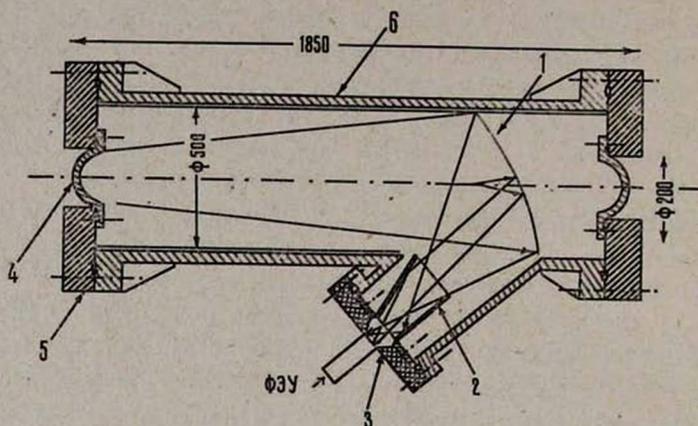
$$\beta_1 - \beta_2 = \Delta\beta = \frac{N_1 - N_2}{950 k(\theta) cl}. \quad (4)$$

Исходя из размеров области в магнитном спектрометре, где располагается черенковский счетчик, эффективная длина радиатора получается равной $l = 115$ см. При чувствительности ФЭУ в $80 \frac{\mu\text{А}}{\text{люм}}$ (в работе был использован фотоумножитель типа ФЭУ-30) и $\lambda = 4000$ Å конверсионная эффективность ФЭУ составляет $c \approx 20\%$ [4]. Подставляя в (4) значения l , c , N_1 , N_2 и $\Delta\beta \approx 1,2 \cdot 10^{-3}$, находим $k(\theta) = 0,58 + 0,74$. Таким образом, для счетчика необходимо было создать такую оптическую систему, которая на фотокатоде ФЭУ собирала бы более 60% фотонов черенковского излучения*.

Расположение оптических деталей в счетчике и их форма были определены при помощи метода геометрического построения хода лу-

* Более точно кривая эффективности регистрации частиц черенковским счетчиком с учетом всех упомянутых выше эффектов рассчитывается после экспериментального измерения кривой $k(\theta)$ для данного счетчика и расчета среднего числа фотоэлектронов N (см. (1)) в точке, где экспериментально измеренная эффективность регистрации частиц равна $\sim 54\%$, так как в этой точке (см. (2)) $N_0 = N$.

чей в рабочем объеме радиатора в трех взаимно перпендикулярных плоскостях. Оптическая система была выбрана так, чтобы лучи во всем рабочем объеме в среднем после двухкратного отражения (в сферическом зеркале с радиусом кривизны 850 см и отражающем конусе) попадали на фотокатод ФЭУ (см. рис. 2).



1. Собирающее зеркало 2. Отражающий конус 3. Конический световод 4. Окно 5. Крышка 6. Корпус

Рис. 2. Устройство порогового газового черенковского счетчика.

Рабочие поверхности зеркала и конуса имели специальное алюминиевое покрытие, отражающее более 90% падающего света [5]. Конический световод был изготовлен из стекла, который поглощал, как показали измерения, 16% света. Таким образом, в рабочем диапазоне углов черенковского излучения оптическая система обеспечивала в среднем 60% попадание света на фотокатод ФЭУ.

Счетчик наполнялся фреоном-13. Корпус счетчика был рассчитан для работы под давлением до 60 атм для отделения K -мезонов от протонов в области импульсов от 1,5 Гэв/с и выше при условии, если счетчик будет преобразован из порогового в дифференциальный.

3. Испытание черенковского счетчика

После сборки черенковского счетчика его оптическая система была отъюстирована геодезическими методами и лазерным лучом. Далее при помощи точечного источника света (светового диода) была измерена зависимость коэффициента $k(\theta)$ сборки света на фотокатод ФЭУ от угла θ по всему рабочему объему радиатора. Результаты измерений приведены на рис. 3, откуда видно, что усредненный коэффициент сборки света $-k(\theta)$ при $\theta \approx 5^\circ$ близок к ожидаемому значению 60%.

Черенковский счетчик помещался в магнитный спектрометр, настроенный на 2,5 Гэв/с, и при помощи мастерных триггерных счетчиков $S_1 S_2 S_3 S_4$ [1] спектрометра на пучке π^- -мезонов, которые получа-

лись в результате реакции фоторождения на мишени C^{12} , была снята его эффективность в зависимости от давления в реальных условиях эксперимента (см. рис. 4). Спектрометр был расположен под углом 16° по отношению к первичному γ -пучку; при этом примесь других частиц во вторичном пучке составила менее 1%.

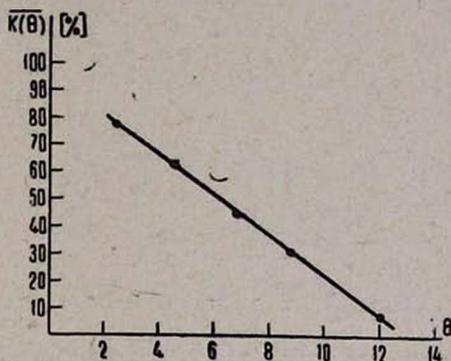


Рис. 3. Зависимость коэффициента $\bar{k}(\theta)$ сборки [света] на фотокатоде ФЭУ в зависимости от угла испускания света θ . На графике приведены усредненные результаты $\bar{k}(\theta)$ по всему рабочему объему радиатора.

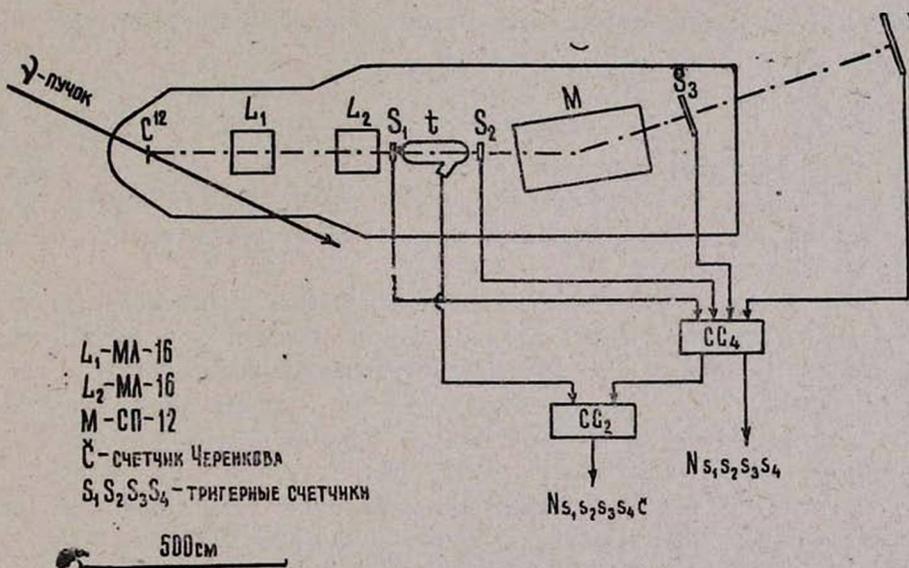


Рис. 4. Принципиальная блок-схема калибровки черенковского счетчика при помощи магнитного спектрометра, настроенного на 2,5 Гэв/с.

Эффективность черенковского счетчика измерялась по отношению числа совпадений $\varepsilon = N_{S_1 S_2 S_3 \bar{C}} / N_{S_1 S_2 S_3}$ в зависимости от давления фреона-13. Полученные результаты приведены на рис. 5.

Поскольку число π -мезонов было мало, то измерения проводились с заметными статистическими ошибками, за исключением измерения в рабочей области при давлении 5 атм.

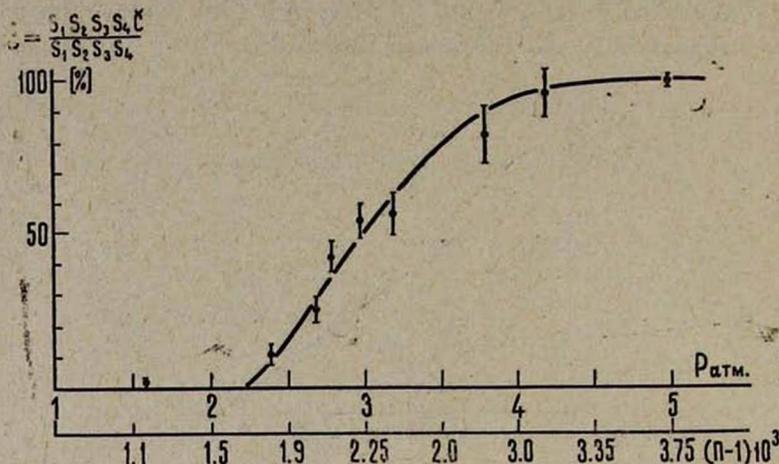


Рис. 5. Зависимость эффективности регистрации газового черенковского счетчика от давления ($\epsilon = N_{S_1 S_2 S_3 S_4} \bar{k} / N_{S_1 S_2 S_3 S_4}$). Сплошная кривая рассчитана при помощи выражений (1) и (2) с учетом эффектов а) ÷ г) (см. раздел 2).

Кривая эффективности, рассчитанная при помощи (1) и (2) с учетом вышеуказанных эффектов (импульсный аксептанс спектрометра — $\pm 9\%$ при $P_0 = 2,5 \frac{\text{Гэв}}{c}$, угловой разброс частиц — $\pm 1^\circ$ и т. д.) с

использованием данных для $\bar{k}(\theta)$ и $N_0 = 12$, в пределах ошибок прошла через экспериментальные точки, откуда можно оценить разрешающую способность счетчика, которая получается равной $\Delta\beta/\beta \sim 2 \cdot 10^{-3}$. Некоторый подъем эффективности при малых давлениях происходит за счет δ -электронов [3].

При помощи экспериментально полученных параметров счетчика N_0 и $k(\theta)$ можно рассчитать кривую эффективности для различных средних импульсов P_0 , на которые настраивается спектрометр. В частности, при $P_0 = 6 \frac{\text{Гэв}}{c}$ расчетная кривая эффективности показывает, что по сравнению со случаем $P_0 = 2,5 \frac{\text{Гэв}}{c}$ $\Delta\beta/\beta$ не меняется заметно и равно $\sim 2 \cdot 10^{-3}$.

Корпус счетчика был изготовлен достаточно герметично, так что в течение одной недели работы под пучком давление падало на 0,1 атм, из-за чего не возникала необходимость в термостабилизации.

В заключение авторы выражают благодарность Э. В. Тер-Минасяну и Р. О. Александяну за разработку конструкции корпуса счетчика, персоналу ЦЭМ ОИЯИ за изготовление счетчика, а также К. А. Арутюняну за изготовление оптических деталей счетчика.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Л. О. Абрамян и др. ПТЭ, 2, 60 (1973).
2. Л. О. Абрамян и др. Ядерная физика, 16, 739 (1972).
3. А. С. Вовенко и др. УФН, 81, 453 (1963). В. П. Зрелов. Излучение Вавилова-Черенкова и его применение в физике высоких энергий, Атомиздат, М., 1968. Дж. Джелли. Черенковское излучение, Изд. ИЛ, М., 1960.
4. Ю. К. Акимов. Сцинтилляционные методы регистрации частиц больших энергий, Изд. Московского университета, 1963.
5. Ю. П. Горин и др. ПТЭ, 3, 117 (1970); Препринт ИФВЭ, СЭФ 69-63.

ԳՍԶԱՅԻՆ ՇԵՄԱՅԻՆ ՉԵՐԵՆԿՈՎՅԱՆ ՀԱՇՎԻԶ ԼԱՅՆ ԿՏՐՎԱԾՔՈՎ ՓՆՋԵՐԻ
ՄԵՋ ԱՇԽԱՏԵԼՈՒ ՀԱՄԱՐ ՄԻ ՔԱՆԻ ՄԻԼԻԱՐԴ ԷԼԵԿՏՐՈՆ-ՎՈՂՏ
ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ

Լ. Օ. ԱԲՐԱՄՅԱՆ, Ֆ. Վ. ԱԴԱՄՅԱՆ, Հ. Հ. ՎԱՐԴԱՊԵՏՅԱՆ, Ա. Հ. ԽՈՒՂԱՎԵՐԴՅԱՆ

Նկարագրված է շերենկովյան հաշվիչ, որը կարող է աշխատել մինչև 20 սմ կտրվածք ունեցող փնջերի մեջ: Չերենկովյան հաշվիչի լուծողունակությունը՝ $\Delta\beta/\beta \approx 2 \cdot 10^{-3}$ է, գրանցման էֆեկտիվությունը մոտ 100% է: Հաշվիչը լցված է ֆրեոն-13 զառով:

GAS THRESHOLD CHERENKOV COUNTER DESIGNED FOR WIDE BEAMS IN THE ENERGY RANGE OF SEVERAL GeV

L. O. ABRAHAMIAN, F. V. ADAMIAN, H. A. VARTAPETIAN,
A. G. KHUDAVERDIAN

Freon-13 filled threshold Cherenkov counter designed for a beam of 20 cm in diameter is described. The resolution of the Cherenkov counter, $\Delta\beta/\beta \sim 2 \cdot 10^{-3}$, the particle registration efficiency being nearly 100%.

ИЗУЧЕНИЕ ДЕФОРМАЦИИ СФЕРОЛИТОВ ПОЛИПРОПИЛЕНА И ПОЛИ- ω -УНДЕКАНАМИДА

Х. Г. АЙВАЗЯН, В. Г. БАРАНОВ, Т. А. ОСТАНИНА

Анализ изменения максимального азимутального рассеяния на H_V -картинах рассеяния при деформации пленок полимеров, содержащих сферолиты, позволяет определить фазоморфологический параметр l , величина которого характеризует способ деформации и структурные изменения отдельных сферолитов. Параметр l для пленок изотактического полипропилена равен $\sim 2/3$, что свидетельствует об аффинности деформации. Для объяснения $l \sim 1/3$ при деформации пленок поли- ω -ундеканамида предложена простая оптическая схема, согласно которой экваториальные области сферолита по мере удлинения образца перестают вносить вклад в рассеяние света, что приводит к ускоренному уточнению рассеивающего элемента. Сопоставление изменений поперечных и продольных размеров рассеивающего элемента при деформации образца подтверждает эту схему.

В в е д е н и е

Деформация полимерных систем, содержащих сферолиты, сопровождается более или менее сложными изменениями соответствующих картин рассеяния поляризованного света под малыми углами [1—3]. Если при деформации имеет место лишь трансформация формы сферолита от шаровидной к эллипсоидальной, то эти изменения заключаются в простом повороте рефлексов в сторону $\mu > 45^\circ$ [2, 3]. Однако при наличии сложных и необратимых рекристаллизационных превращений, приводящих к изменению знака двулучепреломления в полярных областях сферолита [4, 5], наблюдается так называемое „расщепление“ рефлексов, детально описанное в работах [3, 6—8]. В общем случае, даже при весьма сложном азимутальном и угловом распределении интенсивности рассеяния, можно по направлениям максимального рассеяния определить как форму, так и размеры рассеивающих областей [9, 10]. При этом размеры R в направлении i рассчитываются по формуле

$$R_i = \frac{2\lambda'}{\pi \sin \theta_{mi}}, \quad (1)$$

где λ' — длина волны света в среде и θ_{mi} — угол, определяющий отклонение рассеянного луча от падающего в азимутальном направлении μ_i (угол отклонения от вертикали в плоскости наблюдения). В свою очередь, отношение наибольшего размера рассеивающего элемента к наименьшему есть [10]

$$\lambda_i = \frac{R_1}{R_2} = \operatorname{tg} \mu_m, \quad (2)$$

где μ_m — азимутальное направление максимального рассеяния. Можно показать [11], что λ_s связано со степенью удлинения сферолита λ_s соотношением

$$\lambda_s = (\lambda_l)^n = (\text{tg } \mu_m)^n, \quad (3)$$

где n в зависимости от типа сферолита и способа деформации изменяется в интервале $0 < n < 1$. Для объемных сферолитов и аффинной деформации $n = 2/3$; изменение n свидетельствует либо об отклонении от аффинности, либо о сложных структурных перестройках внутри сферолита.

Экспериментальная часть

В качестве объектов исследования были выбраны изотактический полипропилен („Моуплен“, $[\eta]$ в тетралине при 135°C равно 3,83) и поли- ω -ундеканамид, характеристики которого приведены в работе [16]. Пленки полипропилена толщиной в 100 мк (ИПП) получались плавлением гранул полимера под прессом при $T_1 = 240^\circ\text{C}$ и последующим охлаждением в воде (ИПП 1) или на воздухе (ИПП 2); образец ИПП 1 содержал сферолиты с $\bar{R} = 2,5$ мк, а образец ИПП 2 — с $\bar{R} = 5,1$ мк. В свою очередь пленки поли- ω -ундеканамида толщиной в 200 мк (ПУА) формовались также на термостатируемом прессе при $T_1 = 200^\circ\text{C}$ при последующем охлаждении в масляной бане с $T_2 = 80^\circ\text{C}$ (ПУА 1) и $T_2 = 165^\circ\text{C}$ (ПУА 2). В полном соответствии с результатами работы [16] образцы ПУА 1 содержали обычные, отрицательные сферолиты с $\bar{R} = 4,5$ мк, а образцы ПУА 2 имели кольцевое строение с $\bar{R} = 9$ мк и $\rho = 4$ мк.

Деформация и наблюдение картин рассеяния проводились на приборе, описанном в работе [8], в изотермических условиях при $T_2 = 20^\circ\text{C}$ (ИПП и ПУА) и при $T_2 = 80^\circ\text{C}$ (ПУА); степень удлинения образца определялась по изменению расстояния между метками, нанесенными на исследуемую пленку. Изменения H_V -картин рассеяния при деформации пленок ИПП 1 и ИПП 2 типичны для полимерных пленок, содержащих сферолиты, т. е. по мере роста степени удлинения происходит довольно медленный разворот рефлексов в сторону $\mu_m > 45^\circ$, не осложненный качественными превращениями (см., напр. [2] и [11]).

При деформации пленок ПУА 1 и ПУА 2 как при 20°C , так и при 80°C на начальных стадиях удлинения ($\lambda_s < 1,30$) изменения „сферолитных“ картин рассеяния качественно совпадают с ИПП (см. рис. 1 и 2). „Кольцевые“ рефлексы для пленок ПУА 2 при деформации изменяются следующим образом. При H_V -поляризации эти рефлексы так же, как и „сферолитные“, разворачиваются в сторону $\mu_m > 45^\circ$; при V_V -поляризации рефлексы перемещаются в сторону больших, а при H_h — в сторону меньших углов θ_m , что отражает тот факт, что „кольцевая“ периодичность увеличивается в направлении растяжения и уменьшается в направлении, нормальном к нему (см. рис. 3). Однако при $\lambda_s > 1,15$

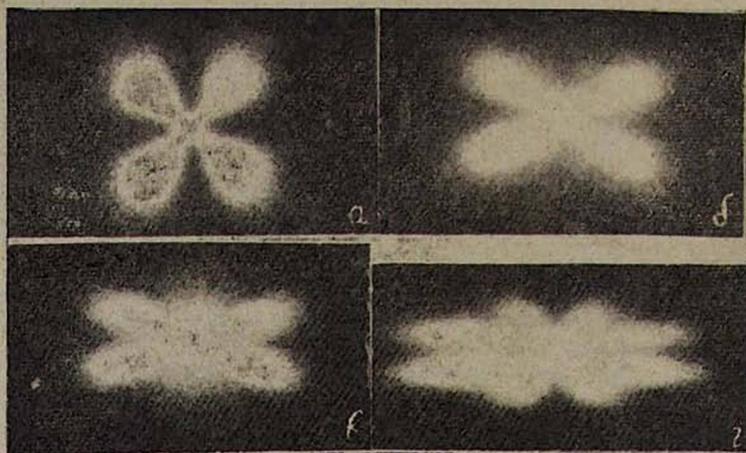


Рис. 1. Изменение H_V -картин рассеяния при деформации образцов ПУА 1: а — $\lambda_s = 1,0$; б — $\lambda_s = 1,10$; в — $\lambda_s = 1,3$; г — $\lambda_s = 1,8$.



Рис. 2. Изменение H_V -картин рассеяния при деформации образцов ПУА 2 (малые углы): а — $\lambda_s = 1,0$; б — $\lambda_s = 1,1$; в — $\lambda_s = 1,2$.

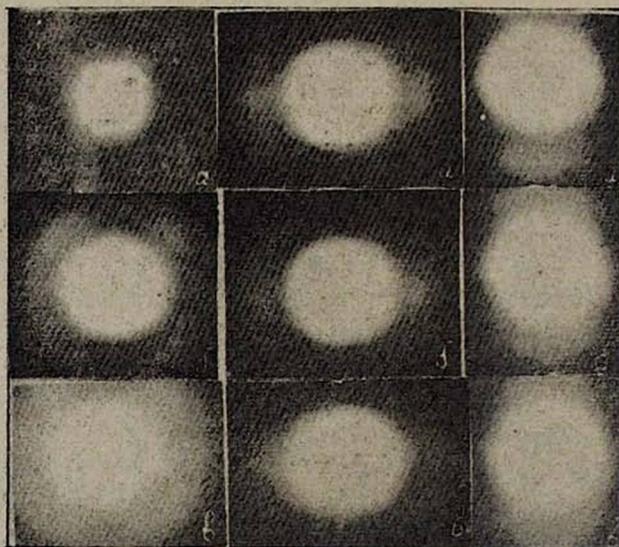


Рис. 3. Изменения H_V -, V_V - и H_h -картин рассеяния при деформации образцов ПУА 2 (большие углы): а — $\lambda_s = 1,0$; б — $\lambda_s = 1,05$; в — $\lambda_s = 1,1$.

„кольцевые“ рефлексы практически полностью исчезают, что, в свою очередь, указывает на исчезновение „кольцевой“ периодичности внутри сферолита. Дальнейшие изменения структуры ПУА можно проследить по „сферолитным“ H_V -картинам рассеяния. Из рис. 1 следует, что расворот рефлексов продолжается вплоть до разрыва образца ($\lambda_s \approx 1,8$). Следует отметить, что при $\lambda_s > 1,4$ на картине рассеяния помимо обычных рефлексов в области малых θ появляются новые „сферолитоподобные“ рефлексы (рис. 1г), однако в настоящее время причины их появления не совсем ясны и в данной работе этот эффект обсуждаться не будет.

Обсуждение результатов

Как следует из соотношения (3), особенности деформации сферолитов могут быть описаны феноменологически показателем степени n правой части этого соотношения. Для этого необходимо построить зависимость $\lg \operatorname{tg} \mu$ от $\lg \lambda_s$ и по углу наклона определить величину n для данной полимерной системы и условий деформации. На рис. 4

приведены такие построения для ИПП и ПУА. Из рисунка видно, что образцы ИПП в хорошем приближении имеют угол наклона, близкий к $2/3$. Небольшое отклонение $n \approx 0,8$ от $2/3$ для ИПП 2 может быть объяснено наличием в системе полидисперсности по размерам сферолитов, при которой наибольший вклад в рассеяние дают сферолиты с R , большим среднearифметического [13], а их степень удлинения может несколько отставать от степени удлинения малых сферолитов и образца [14], что и приводит к $n > 2/3$.

Несколько труднее объяснить значение $n \approx 1/3$, наблюдаемое для образцов ПУА (см. рис. 4). Формально это означает, что деформация сферолита как бы опережает деформацию образца в целом, т. е. степень удлинения сферолита ($\lambda_l = \operatorname{tg} \mu_m$) в каждый данный момент значительно больше степени удлинения образца (λ_s). В принципе можно представить себе такое соотношение механических характеристик сферолита и матрицы, при котором возникнет описанная выше ситуация. Однако наиболее просто и естественно этот эффект можно объяснить следующим образом. В соответствии со схемой, приведенной на рис. 5, предположим, что в

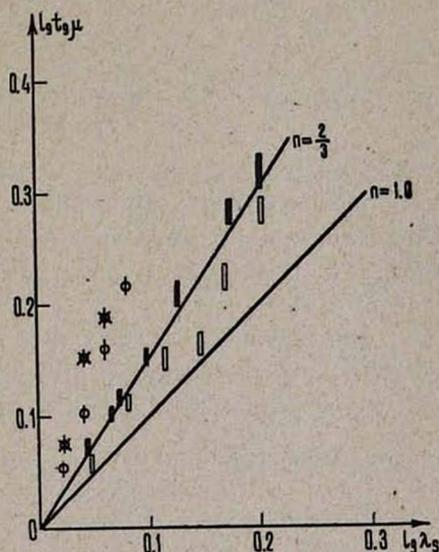


Рис. 4. Зависимость $\lg \operatorname{tg} \mu$ от $\lg \lambda_s$ (прямоугольники зачерненные — ИПП 1 светлые — ИПП 2; круги открытые — ПУА 1 и с крестиком — ПУА 2).

процессе деформации сферолита в областях, нормальных к направлению растяжения, происходит поворот эллипсоидов поляризуемости в этом направлении, и по мере роста степени удлинения все большая и большая доля сферолита перестает участвовать в рассеянии (поляриды скрещены и один из них совпадает с направлением растяжения). При этом рассеивающий элемент (не сферолит!) будет иметь λ' ,

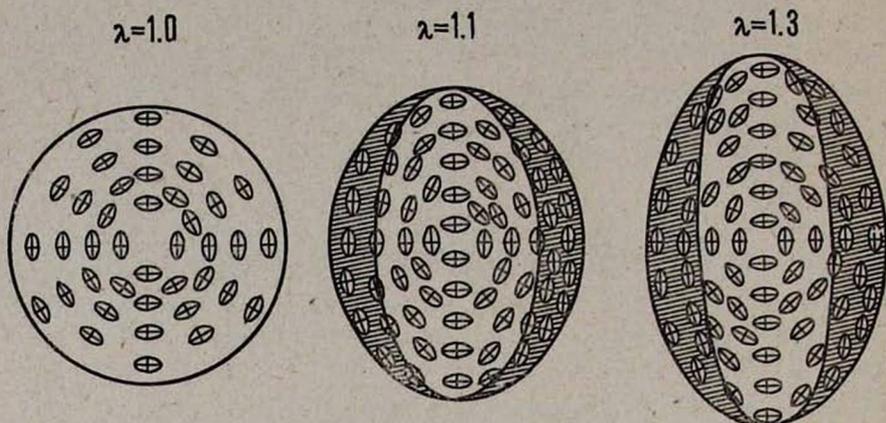


Рис. 5. Схема изменений ориентации эллипсоидов поляризуемостей при деформации сферолитов ПУА.

превышающее λ_l сферолита, поскольку заштрихованные области (рис. 5) не пропускают света при нашем способе наблюдения (H_V -поляризация). Таким образом, кажущееся превышение степени удлинения сферолита при деформации может быть объяснено при помощи простой оптической схемы.

Для проверки высказанных предположений обратимся к соотношению (1), связывающему размеры сферолита в заданном направлении с положением $\theta_{\max, l}$. Выберем два направления: $\mu = 0^\circ$ (т. е. направление растяжения) и $\mu = \frac{\pi}{2}$ (нормальное к нему) и будем определять из картин рассеяния $\bar{R}_{\mu=0^\circ} \equiv R_1$ и $\bar{R}_{\mu=\frac{\pi}{2}} \equiv R_2$, сравнивая их с R_0 , т. е. с размером исходного, не деформированного рассеивающего элемента. При этом в случае аффинной деформации имеем

$$R_1 = \lambda_s R_0, \quad (4)$$

$$R_2 = \frac{R_0}{\sqrt{\lambda_s}},$$

или

$$\frac{R_1}{R_0} = \lambda_s, \quad (4a)$$

$$\left(\frac{R_0}{R_2}\right)^2 = \lambda_s.$$

Экспериментальные результаты этой проверки приведены на рис. 6, из которого следует, что на самом деле, продольные размеры рассеивающего элемента увеличиваются в строгом соответствии со степенью удлинения образца, а поперечные уменьшаются значительно быстрее, как это и следует из схемы на рис. 5. Причины такого поведения сферолитов не могут быть объяснены на основании описанных выше рассмотрений и потребуют, вероятно, дополнительных структурных исследований. Однако уже сейчас можно предположить, что ответственным за необычные перестройки сферолитов ПУА является их „кольцевое“ строение, связанное, по всей видимости, со спиральной структурой „лучей“ каждого сферолита [15] даже в тех случаях, когда „кольца“ не наблюдаются оптическими методами (ПУА 1), что может быть объяснено малой по сравнению с длиной волны периодичностью колец [12].

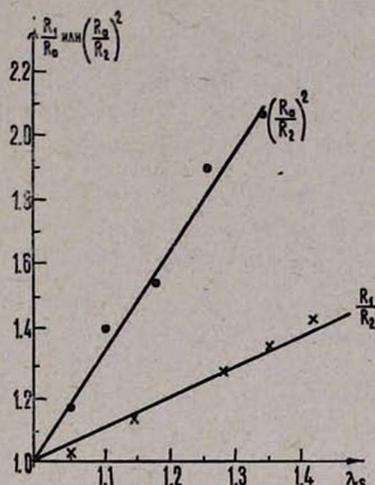


Рис. 6. Изменение поперечных R_2 и продольных R_1 размеров рассеивающего элемента при деформации ПУА.

Поступила 29.IX 1972

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. R. S. Stein, M. B. Rhodes. J. Appl. Phys., 31, 1873 (1960).
2. К. А. Гаспарян, Я. Голоубек, В. Г. Баранов, С. Я. Френкель. Высокомолекулярное соединение, А10, 86 (1968).
3. Ю. А. Рапьян. Диссертация, ЕрГУ, 1969.
4. J. J. van Aartsen, R. S. Stein. J. Polymer Sci., B5, 901 (1967).
5. J. J. van Aartsen, R. S. Stein. J. Polymer Sci., A2-9, 295 (1971).
6. V. G. Varanov, K. A. Gasparyan. J. Polymer Sci., A2-8, 1015 (1970).
7. В. Г. Баранов, К. А. Гаспарян, Р. С. Зурабян, Э. С. Эдилян, С. Я. Френкель. Высокомолекулярное соединение, А11, 1247 (1969).
8. Х. Г. Айвазян, В. Г. Баранов, С. Я. Френкель. Высокомолекулярное соединение, 8, 1915 (1971).
9. В. Г. Баранов. Высокомолекулярное соединение, 8, 2117 (1966).
10. К. А. Гаспарян, И. Н. Березняк, Р. Г. Мирзов, В. Г. Баранов, С. Я. Френкель. Механика полимеров, деп. ВИНТИ, 1972.
11. В. Г. Баранов, П. А. Бевзирианян, А. А. Гаспарян, Ю. А. Рапьян. Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 47 (1970).
12. Х. Г. Айвазян, А. Г. Бояджян, В. Г. Баранов, С. Я. Френкель. Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 492 (1971).
13. В. Г. Баранов, Т. И. Волков, А. А. Шепелевский. Высокомолекулярное соединение, А9, 1876 (1967).
14. В. А. Карин, Г. П. Андрианова, Г. Г. Кардаш. Высокомолекулярное соединение, А9, 267 (1967).

15. С. Я. Френкель. Дополнение 1 к книге Ф. Джемл Полимерные монокристаллы Химия, Л., 1968.
16. X. Г. Айвазян, А. Г. Бояджян, В. Г. Баранов, С. Я. Френкель. Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 368 (1972).

ՊՈԼԻՊՐՈՊԻԼԵՆԻ ԵՎ ՊՈԼԻ- ω -ՈՒՆԴԵԿԱՆԱՄԻԴԻ ՍՖԵՐՈԼԻՏՆԵՐԻ
ԴԵՖՈՐՄԱՑԻԱՑԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ

Խ. Գ. ԱՅՎԱԶՅԱՆ, Վ. Գ. ԲԱՌԱՆՈՎ, Տ. Ա. ՕՍՏԱՆԻՆԱ

Սֆերուլիտներ պարունակող պոլիմերային թաղանթների դեֆորմացիայի ժամանակ կատարվող մաքրմալ աղիմուտալ ցրման փոփոխության անալիզը ցրման H_V -նկարների վրա թույլ է տալիս որոշել ոչ ֆենոմենոլոգիական պարամետրը, որի մեծությունը բնորոշում է դեֆորմացիայի ձևը և առանձին սֆերուլիտների ստրուկտուրայի փոփոխությունները: Իզոտակտիկ պոլիպրոպիլենի թաղանթների համար n -ը հավասար է $2/3$, որը ասում է դեֆորմացիայի աֆինության մասին: Պոլի- ω -ունդեկանամիդի թաղանթների դեֆորմացիայի դեպքում n -ը հավասար է $1/3$, որի բացատրության համար առաջարկվում է պարզ օպտիկական սխեմա:

STUDY OF SPHERULITE DEFORMATION OF POLYPROPYLENE
AND POLY- ω -UNDECANAMIDE

Kh. G. AIVAZIAN, V. G. BARANOV, T. A. OSTANINA

When analyzing the variation of maximal azimuthal scattering at H_V -patterns taken during the deformation of spherulite containing polymer films, one gets a phenomenological parameter "n", the value of which describes the mechanism of deformation and the structural change of a single spherulite. For isotactic polypropylene films "n" is $2/3$, which implies the affinity of deformation. To account for the value of $n \sim 1/3$, obtained during the deformation of [poly- ω -undecanamide films a simple optical model is proposed. A comparison of variations in transverse and longitudinal dimensions of a scattering element during the deformation of a sample confirms the proposed scheme.

КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ И ПЛАВЛЕНИЕ ХЛОРОПРЕНОВОГО КАУЧУКА

Г. Т. ОВАНЕСОВ, Д. А. НЕРСЕСЯН, Ю. К. КАБАЛЯН

Диэлектрическим методом изучалась кинетика кристаллизации хлоропренового каучука наирита „НП“. Получена зависимость валовой скорости кристаллизации от температуры. Динамическим механическим методом определена его температура плавления $T_{пл} = 57 \pm 1^\circ\text{C}$ (отношение температуры T_M , соответствующей максимальной скорости изотермической кристаллизации, к $T_{пл}$ равнялось $T_M/T_{пл} = 0,827$). Зависимость скорости кристаллизации $1/\tau_{0,2}$, полученная диэлектрическим методом, от $T_{пл}/T\Delta T$ отличается от линейной при $T_{пл} < 57^\circ\text{C}$, что подтверждает правильность выбора условий плавления.

Изучение кинетики кристаллизации полимеров позволяет определить различные его физические характеристики, такие, как скорость, геометрия роста и др., и провести анализ полученной независимым путем температуры плавления на основе термодинамической теории кристаллизации [1]. Для исследования кристаллизации хлоропренового каучука был использован диэлектрический метод, предложенный в работе [2].

Целью данной работы является определение температуры плавления кристаллов хлоропренового каучука наирита „НП“ динамическим механическим методом, а также проверка ее на результатах изотермической кристаллизации.

Экспериментальная часть

Изучаемый хлоропреновый каучук наирит „НП“ со среднемoleкулярным весом $M = 2.6 \cdot 10^5$ получен при эмульсионной полимеризации хлоропрена (температура полимеризации $T = 10^\circ\text{C}$) с использованием в качестве регулятора меркаптана. Основной особенностью наирита „НП“ является его высокая регулярность (содержание 1-4 транс-конформаций — 90% [3]), что и является причиной его хорошей кристаллизуемости. Образцы для исследования процесса плавления вырезались прямоугольной формы с размерами 3×10 мм из пленок толщиной 200 мк, полученных высушиванием на целлофановой подложке из 4% бензольного раствора. Выбор подложки объясняется легкостью отделения от нее после высушивания. Кристаллизация проводилась при 20°C из расплава, полученного выдерживанием при 75°C в течение 30 минут. Затем производился отжиг при температуре 35°C в течение одного месяца. Измерения проводились на приборе язычкового типа ЯПВ-2 [4]. Подготовка образцов для диэлектрических измерений описана в [2].

Одним из динамических методов, позволяющих определить связь между структурой и свойствами, является метод вынужденных резонансных поперечных колебаний [4, 5]. Он применяется при рассмотрении вязкоупругих свойств полимеров в диапазоне частот 10^1 — 10^3 ц и в интервале температур от -150 до $+100^\circ\text{C}$. Сущность его состоит в построении резонансной кривой поперечных колебаний образца в виде консоли [5] (один конец образца закреплен). На основе резонансной кривой (по экспериментальным значениям резонансной частоты ν и ширины резонансной кривой $\Delta\nu$) определяются механические характеристики — упругий модуль E и $\text{tg}\delta$ механических потерь

$$E = \frac{48 \pi^2 \rho l^4 \nu^2}{(1,875)^4 d^2}, \quad \text{tg}\delta = \frac{\Delta\nu}{\nu_p},$$

где ρ — плотность, l — длина рабочей части, d — толщина образца.

На рис. 1 показаны изменения с температурой упругого модуля (кривая 1) и механических потерь (кривая 2).

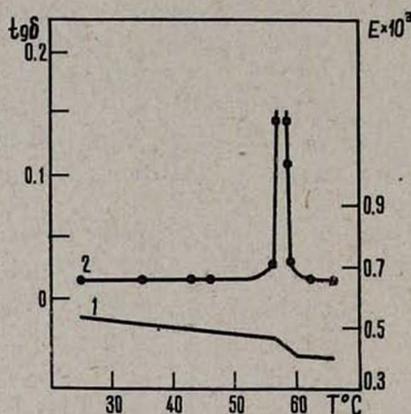


Рис. 1. Изменение с температурой упругого модуля (кривая 1) и механических потерь (кривая 2).

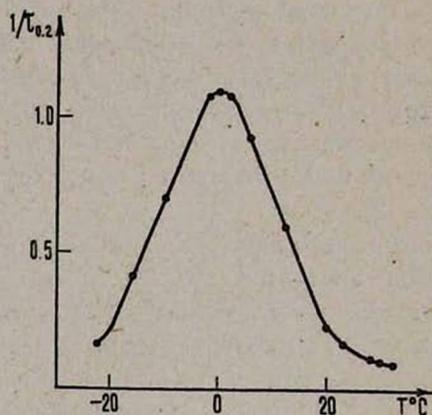


Рис. 2. Изменение с температурой валовой скорости кристаллизации $1/\tau_{0,2}$.

Изотермическая кристаллизация наирита „НП“ проводилась в интервале от -22° до $+32,5^\circ\text{C}$. Изменение относительной степени кристалличности контролировалось по изменению емкости [2]. Валовая скорость кристаллизации определялась как величина, обратная времени $\tau_{0,2}$, необходимому для того, чтобы относительная степень кристалличности изменилась на 20%. Зависимость полученных значений скорости от температуры показана на рис. 2. Термодинамическая теория, развитая Торнбалом и Фишером [1], определяет валовую скорость кристаллизации, выраженную через $\tau_{0,2}$, как

$$\ln 1/\tau_{0,2} = \text{const} - \frac{E_D}{RT_{\text{кр}}} - \frac{[1 + (n-1) \bar{a}] k T_{\text{кр}}^2}{n T \Delta T^2},$$

где E_D — свободная энергия активации переноса через поверхность раздела жидкость—зародыш, $\Delta T = (T_{\text{пл}} - T_{\text{кр}})$ — степень переохлажде-

ния, \bar{a} — отношение свободной энергии образования вторичных зародышей критических размеров к величине свободной энергии образования первичных зародышей, n — показатель степени Авраами; величина k определяется поверхностной энергией боковых граней кристаллов, свободной поверхностной энергией областей перегибов макромолекул или выхода в аморфные области, а также геометрией образующихся зародышей. На рис. 3 показана зависимость $\lg 1/\tau_{0.2}$ от $T_{пл}^2/T\Delta T^2$ и $T_{пл}/T\Delta T$ при малых переохлаждениях.

Обсуждение результатов

На кривой изменения упругого модуля в интервале температур 55—59°C наблюдается перегиб (рис. 1, кривая 1). В этой же области механические потери резко возрастают. В интервале 56—58°C $\text{tg } \delta$ принимает большие значения, выходящие за пределы измерения установки.

Плавление кристаллов полимеров является фазовым переходом первого рода [1], для которого должно выполняться условие бесконечного резкого роста при температуре перехода. Известно также, что плавление кристаллической фазы происходит в некотором интервале температур, что объясняется наличием распределения по размерам кристаллов. Сужение интервала плавления с одновременным ростом температуры фазового перехода наблюдается при увеличении температуры кристаллизации или улучшении условий отжига. Максимальная температура с наиболее узким интервалом плавления, получаемая экспериментально, представляет собой наилучшее приближение к равновесной температуре плавления [1]. Изменение $\text{tg } \delta$ (рис. 1, кривая 2) соответствует условиям фазового перехода первого рода в полимерах, а малая ширина интервала (2°C), в котором происходит основная часть плавления, позволяет сделать заключение о правильности выбора условий отжига. Линейная зависимость $\lg 1/\tau_{0.2}$ от $T_{пл}/T\Delta T$ и наибольшее приближение к линейной зависимости от $T_{пл}^2/T\Delta T^2$ наблюдается при $T_{пл} = 57^\circ\text{C}$. При $T_{пл} < 57^\circ\text{C}$ наблюдается отклонение не только для $T_{пл}^2/T\Delta T^2$, но и для $T_{пл}/T\Delta T$. Для большинства полимеров выполняется соотношение $T_m/T_{пл} = 0,83$ [1], где T_m — температура, соответствующая максимуму на кривой изменения скорости с температурой. Это отношение ($T_m/T_{пл}$) для нирита „НП“ с учетом данных, приведенных на рис. 1 и 2, равно 0,827, что свидетельствует о достоверности полученных результатов. При

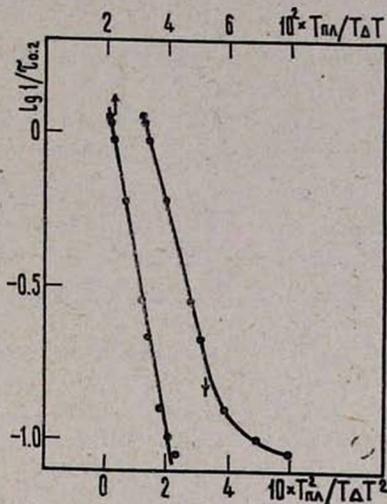


Рис. 3. Зависимость $\lg 1/\tau_{0.2}$ от $T_{пл}^2/T\Delta T^2$ и $T_{пл}/T\Delta T$ при $T_{пл} = 57^\circ\text{C}$.

этом температура плавления исследуемого наирита „НП“ составляет $57 \pm 1^\circ\text{C}$.

Всесоюзный научно-исследовательский
и проектный институт полимерных продуктов

Поступила 5.IX.1972

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Л. М. Манделькern. Кристаллизация полимеров, Изд. Химия, М.—Л., 1966.
2. Г. Т. Ованесов, Ю. К. Кабалян. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 64 (1972).
3. J. T. Magnard, W. E. Mochel. J. Polymer Sci., 13, 235, 151 (1954).
4. Ю. В. Зеленев, Г. М. Бартнев, Г. К. Демишев. Заводская лаборатория, 7, 868 (1963).
5. A. W. Nalle. J. Appl. Phys., 19, 753 (1948).

ՔՐԻՏՏԱԿՐԵՆԱՅԻՆ ԿԱՌԻՉՈՒԿԻ ԲՅՈՒՐԵՂԱՑՈՒՄԸ ԵՎ ՀԱՎՈՒՄԸ

Գ. Բ. ՕՎԱՆԵՍՈՎ, Ջ. Ա. ՆԵՐՍԵՍՅԱՆ, ՅՈՒ. Կ. ԿԱԲԱԼՅԱՆ

Դիէլեկտրիկ մեթոդով ուսումնասիրված է նաիրիտ «նՊ» թլորպրենային կաուչուկի բյուրեղացման կինետիկան: Ստացված է բյուրեղացման ընդհանուր արագության կախումը շերտաատիճանից: Դինամիկ մեխանիկական մեթոդով որոշված է նրա հալման շերտաատիճանը՝

$T_h = 57 \pm 1^\circ\text{C} \left(\frac{T_g}{T_h} = 0,827 \right)$: Դիէլեկտրիկ մեթոդով ստացված է բյուրեղացման արագության $\frac{1}{\tau_{0.2}}$ -ի կախումը $\frac{T_h}{T\Delta T}$ -ից, որը տարբերվում է գծայինից, երբ $T_h < 57^\circ\text{C}$:

Ինչը և ապացուցում է հալման պայմանների ընտրության ճշտությունը:

CRYSTALLIZATION AND MELTING OF CHLOROPRENE RUBBER

G. T. OVANESSOV, D. A. NARSESSIAN, Yu. K. KABALIAN

The kinetics of crystallization of chloroprene rubber „nairit“ NP has been determined by means of dielectric method.

The temperature dependence of overall crystallization rate has been obtained. The melting temperature $T_m = 57 \pm 1^\circ\text{C}$ was determined by dynamic mechanical method with the help of relation $T_m/T_c = 0,827$. The dependence of the crystallization rate $1/\tau_{0.2}$ on $T_m/T\Delta T$ differed from the linear one at $T_m < 57^\circ\text{C}$, that confirmed the correctness of melting conditions choice.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ СФЕРИЧЕСКОГО РЕФЛЕКТОРА
В ПРИБЛИЖЕНИИ КИРХГОФА

П. М. ГЕРУНИ, Э. Д. ГАЗАЗЯН, Р. В. ТЕР-АНТОНЯН

Общие закономерности, которым подчиняется поле излучения осесимметричных зеркальных антенн, исследованы достаточно подробно [1, 2]. Целью настоящего сообщения является выяснение уровня кроссполяризованной компоненты поля излучения зеркального сферического рефлектора в приближении Кирхгофа.

Пусть вогнутая идеально проводящая сторона сферического зеркала освещается электрическим диполем, помещенным в параксиаль-

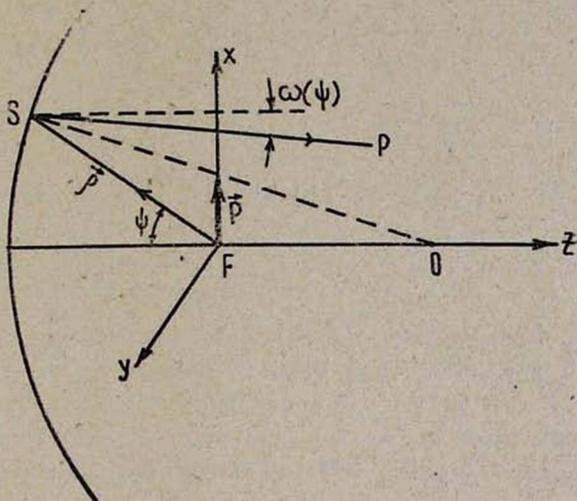


Рис. 1. Для простоты показано меридианальное сечение зеркала. O — центр сферической поверхности с радиусом r . Облучатель с дипольным моментом \vec{p} расположен в параксиальном фокусе F ($OF = \frac{r}{2}$). Луч FSP лежит в меридианальной плоскости $\varphi = \text{const.}$

ном фокусе зеркала (рис. 1). Для рассеянного поля в зоне Фраунгофера в декартовой системе координат имеем выражение

$$\vec{E}(\vec{R}) = k^2 |\vec{p}| \frac{e^{ikR}}{R} \{ \hat{x} [A(\theta) + B(\theta) \cos 2\varphi] + \hat{y} [B(\theta) \sin 2\varphi] + \hat{z} [C(\theta) \cos \varphi] \}. \quad (1)$$

Здесь $\vec{R}[R, \theta, \varphi]$ — радиус-вектор точки наблюдения, k — волновое число и для упрощения записи введены обозначения

$$A(\theta) = \frac{1}{2} B_2(\theta) \sin^2 \theta + A_2(\theta) \left(1 - \frac{1}{2} \sin^2 \theta \right) + \frac{1}{2} C_2(\theta) \sin \theta \cos \theta, \quad (2)$$

$$B(\theta) = \frac{1}{2} C_2(\theta) \sin \theta \cos \theta - \frac{1}{2} A_2(\theta) \sin^2 \theta - \frac{1}{2} B_2(\theta) (1 + \cos^2 \theta),$$

$$C(\theta) = B_2(\theta) \sin \theta \cos \theta - C_2(\theta) \sin^2 \theta - A_2(\theta) \sin \theta \cos \theta,$$

где

$$iA_2(\theta) = \int A_1(\psi) L(\psi) \exp \{ika\} J_0(k\beta) d\psi,$$

$$B_2(\theta) = i \int B_1(\psi) L(\psi) \exp \{ika\} J_2(k\beta) d\psi, \quad (3)$$

$$C_2(\theta) = \int C_1(\psi) L(\psi) \exp \{ika\} J_1(k\beta) d\psi.$$

В формулах (3) интегрирование проводится по сегменту $[0, \psi_{\max}]$, $J_n(k\beta)$ — функции Бесселя,

$$A_1(\psi) = \cos \frac{\psi + \omega}{2} \cos \psi + \frac{1}{2} \sin \frac{\psi + \omega}{2} \sin \psi, \quad B_1(\psi) = \frac{1}{2} \sin \frac{\psi + \omega}{2} \sin \psi,$$

$$C_1(\psi) = \sin \frac{\psi + \omega}{2} \cos \psi, \quad L(\psi) = \rho(\psi) \sin \psi \cos^{-1} \frac{\psi - \omega}{2},$$

$$\alpha(\theta, \psi) = \rho(\psi) [1 + \cos \theta \cos \psi], \quad \beta(\theta, \psi) = \rho(\psi) \sin \psi \sin \theta,$$

$$\omega(\psi) = \psi - 2 \arcsin \left(\frac{1}{2} \sin \psi \right), \quad \rho(\psi) = \frac{r}{2} (\sqrt{3 + \cos^2 \psi} - \cos \psi).$$

Отметим, что формулы (1—3) будут описывать поле излучения параболоида с фокальным параметром, равным r , если сделать подстановку $\omega(\psi) = 0$ и $\rho(\psi) = r(1 + \cos \psi)^{-1}$.

Вблизи оси зеркала ($\theta \ll 1$) основная и кросс-поляризованная компоненты поля с достаточной точностью совпадают соответственно с \hat{x} - и \hat{y} -компонентами поля [1]. Поэтому диаграммы мы будем строить для декартовых (\hat{x} и \hat{y}) компонент поля. Конкретный расчет выполнен для большого зеркала пятиметровой сферической антенны ДАС-5, описанной в работе [3]. В меридианальной плоскости $\varphi = \frac{\pi}{4}$

(плоскость максимума кросс-поляризованной компоненты поля вблизи оси зеркала) расчет сводится к определению функций $|A(\theta)|$ и $|B(\theta)|$.

Отметим, что подынтегральные выражения в (3) представляют собой осциллирующие функции и поэтому существенное значение имеет эффективное использование времени работы ЭВМ. С этой целью при программировании в подынтегральных выражениях были выделены части, не зависящие от параметра θ . Их значения в точках разбиения интервала интегрирования вычислялись всего один раз при $\theta = 0$. Для всех последующих θ эти значения (при интегрировании методом трапеций) просто считывались из соответствующих блоков.

Диаграммы рассчитывались для нескольких значений ψ_{\max} при $kr = 2512$, с шагом $\Delta\theta = 1'$. ЭВМ „Раздан-3“ выдавала одновременно нормированные величины $F_1(\theta) = \frac{|A(\theta)|}{|A(0)|}$ и $F_2(\theta) = \frac{|B(\theta)|}{|A(0)|}$ на каждое значение θ в среднем через минуту, при разбиении интервала интегрирования на 2500 частей. Полученные результаты представлены на рис. 2—5. Они дают возможность исследовать вопросы изменения диаграмм в зависимости от используемого раскрыва.

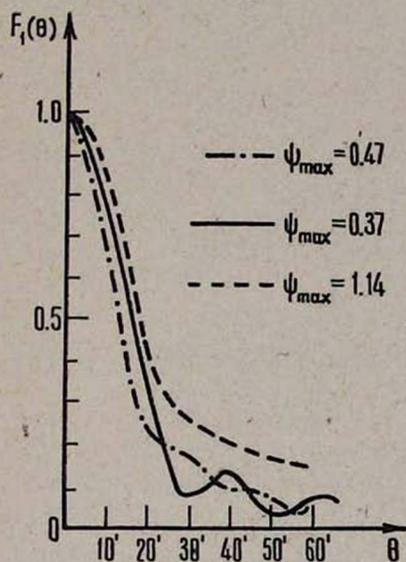


Рис. 2.

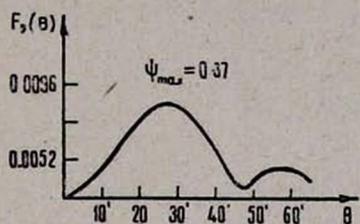


Рис. 3.

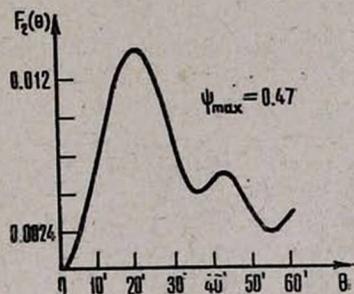


Рис. 4.

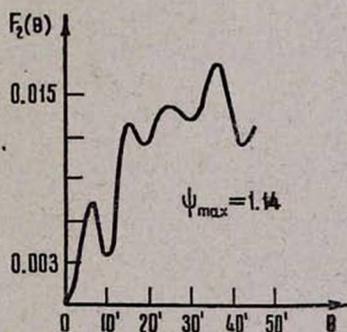


Рис. 5.

Центральная область сферического зеркала примерно до угла $\psi_{\max} = 0,37$ рассеивает как параболоид. По мере увеличения угла ψ возрастает доля излучения, расходящегося от оси зеркала. В сочетании с уменьшением x -компоненты токов к периферии это приводит к сглаживанию интерференционной картины в диаграмме по основной

(\hat{x}) компоненте поля. Наиболее естественное объяснение картины для кросс-компоненты большого зеркала ($\psi_{\max} = 1,14$) заключается в том, что по мере увеличения угла ψ увеличивается к периферии относительная величина \hat{y} -компоненты токов.

Как видно из рис. 3 и 4, для центральной области большого сферического рефлектора максимум диаграммы для кросс-поляризации примерно равен 0,01 от максимума диаграммы по основной поляризации. Для зеркала с $\psi_{\max} = 1,14$ (рис. 5) соответствующий уровень повышается незначительно (до 0,017).

Поступила 28.XII.1972

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Б. Е. Кинбер. Радиотехника и электроника, 5, 720 (1960).
2. В. П. Нарбут, Н. С. Хмельницкая. Сб. Антенны, вып. 3, 1968.
3. П. М. Геруни. Сб. Антенны, вып. 4, 1968.

ՍՖԵՐԻԿ ՀԱՅԵԼՈՒ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԴԱՇՏԸ ԿԻՐԽՆՉՈՖԻ ՄՈՏԱՎՈՐՈՒԹՅԱՄԲ

Պ. Մ. ՀԵՐՈՒՆԻ, Է. Դ. ԳԱԶԱԶՅԱՆ, Ռ. Վ. ՏԵՐ-ԱՆՏՈՆՅԱՆ

Աշխատանքում Կիրխհոֆի մոտավորությանը ուսումնասիրված է սֆերիկ հայելային ռեֆլեկտորի ճառագայթման դաշտը: Որպես ճառագայթիչ ընտրված է էլեկտրական դիպոլը, որը տեղավորված է հայելու պարակսիալ ֆոկուսում: Բերված են ուղղորդվածության դիագրամի կոնկրետ հաշվարկների արդյունքները դաշտի հիմնական և կրոս-բևեռվածության բաղադրիչների համար: Հայելու տարբեր բացվածքների դեպքում:

THE RADIATION FIELD OF SPHERICAL REFLECTOR IN KIRCHHOFF APPROXIMATION

P. M. HERUNI, E. D. GAZAZIAN, R. V. TER-ANTONIAN

The radiation field of spherical reflector with the Hertz electrical dipole in the paraxial focus is considered. The patterns of the fundamental and cross-polarization components for different sizes of the reflector are obtained.

ИССЛЕДОВАНИЕ РПИ-ДЕТЕКТОРА НА ОСНОВЕ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ

С. А. КАНКАНЯН, М. С. КОЧАРЯН, А. Г. ОГАНЕСЯН, А. Г. ТАМАНЯН

Детекторы частиц высоких энергий на основе рентгеновского переходного излучения, исследованные до настоящего времени, обладают малой эффективностью регистрации частиц и малой светосилой [1—4]. Высокая эффективность регистрации была достигнута при использовании стриммерных камер [5], однако в этом случае нет возможности сформировать управляющий импульс. Ниже приводится описание детектора, в котором регистрируется энергия, выделяемая в газе при поглощении квантов переходного излучения, а также энергия, выделяемая за счет ионизации газа первичной частицей высокой энергии. Из расчетных, а также из экспериментальных данных следует, что при этом можно достичь высокой эффективности регистрации частиц ультравысоких энергий при довольно высокой светосиле. Хотя этот метод был впервые предложен в 1961 г. [6], он был исследован недавно [7]. Идея этого метода заключается в следующем.

Если непосредственно за слоистой средой, где образуется переходное излучение, поместить соответствующий детектор X -квантов, то детектор будет регистрировать как заряженную частицу, так и образованное ею переходное излучение. Сигнал на выходе детектора X -квантов будет пропорционален суммарному энерговыделению вследствие поглощения переходного излучения и ионизационных потерь частицы в самом детекторе. В то время, как интенсивность переходного излучения имеет сильную зависимость от $\gamma = \frac{E}{mc^2}$ [8], ионизационные потери ультрарелятивистских частиц практически не зависят от γ ; следовательно, при малых значениях γ сигнал на выходе детектора будет определяться ионизационными потерями, а при больших γ — в основном поглощением переходного излучения. Это означает, что если имеются частицы с одним и тем же значением импульса P и с массами m_1 и m_2 , причем $m_1 > m_2$, т. е. $\gamma_1 < \gamma_2$, то при соответствующей дискриминации электрических импульсов детектора X -квантов частица с массой m_2 будет регистрироваться с гораздо большей эффективностью, чем частица с массой m_1 .

В настоящем эксперименте в качестве детектора X -квантов использовался газовый ксеноновый сцинтиллятор. Возможность использования таких сцинтилляторов для регистрации мягкого рентгеновского излучения была показана в работе [9]. Конструкция сцинтиллятора приведена на рис. 1. Ксенон был заключен в алюминиевый контейнер с двумя окнами диаметром 6 см из майлара толщиной 100 μ , через которые проходили регистрируемые излучение и частицы. Фотокато-

ды ФЭУ-29, регистрирующие сцинтилляции, находились непосредственно в ксеноновом объеме, с двух противоположных сторон контейнера. Толщина сцинтиллятора составляла 4 см при давлении ксенона 1,5 атм. Для согласования спектра излучения со спектральной характеристикой фотоумножителей использовался смеситель спектра, а именно, РОРОР, нанесенный на фотокатод и на внутреннюю поверхность контейнера. Поскольку посторонние примеси резко уменьшают интенсивность сцинтилляций ксенона, последний непрерывно циркулировал через нагретую до 600°C кальциевую стружку.

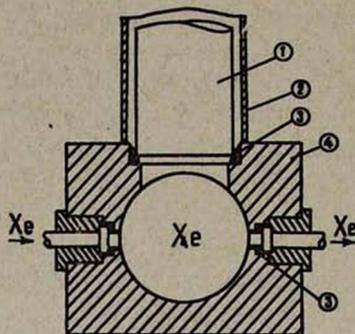


Рис. 1. Конструкция газового ксенонового сцинтиллятора: 1 — ФЭУ, 2 — магнитный экран, 3 — тefлоновые уплотнения, 4 — контейнер.

Далее они регистрировались телескопом, состоящим из трех сцинтилляционных счетчиков. Импульсы с газового сцинтиллятора поступали на 512-канальный амплитудный анализатор, управляемый импульсом, поступающим с телескопа.

Калибровка анализатора производилась изотопами Sn^{119m} и Co^{57} . В качестве слоистой среды использовались 1300 пленок майлара с размерами 3×3 см² и толщиной 10 м, расположенных на расстоянии 270 м друг от друга.

Измерения проводились как со слоистой средой, так и без нее. Во втором случае фактически измерялись ионизационные потери электронов в газовом сцинтилляторе, а также фоновые события. Измерения проводились на ускорителе АРУС Ереванского физического института при энергиях электронов 2,5 и 3,6 Гэв. Результаты измерений показаны на рис. 2 и 3, где приведены распределения числа событий в зависимости от энергии, выделившейся в ксеноне, при измерениях со слоистой средой (черные кружочки) и без нее (белые кружочки) соответственно при энергиях электронов 2,5 и 3,6 Гэв.

Как следует из рисунков, если ограничиться значениями $W \geq 20$ Кэв, т. е. областью, где энерговыделение за счет ионизационных потерь электронов и поглощения переходного излучения в ксеноне равно или больше энерговыделения только за счет ионизационных потерь, то при этом эффективность регистрации электронов по их переходному излучению составит 27% при энергии электронов 2,5 Гэв и 35% при 3,6 Гэв. Вероятность же регистрации частиц только по их ионизационным потерям составляет всего ~0,11 и ~0,06 соответствен.

Экспериментальное исследование РПИ-детектора проводилось следующим образом. Регистрируемые электроны проходили через слоистую среду и расположенный за ней газовый ксеноновый сцинтиллятор.

Экспериментальное исследование РПИ-детектора проводилось следующим образом. Регистрируемые электроны проходили через слоистую среду и расположенный за ней газовый ксеноновый сцинтиллятор.

но. Отметим, что в последние значения входит и вклад фонового излучения, который в условиях настоящего эксперимента не может быть учтен, так что реальная вероятность регистрации частиц только по их ионизационным потерям значительно ниже вышеприведенных значений.

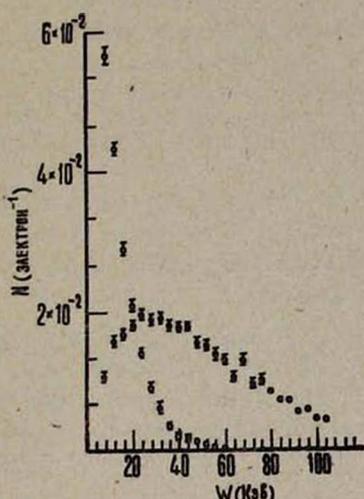


Рис. 2. Распределение энерговыделения со слоистой средой (●) и без нее (○) при энергии 2,5 Гэв.

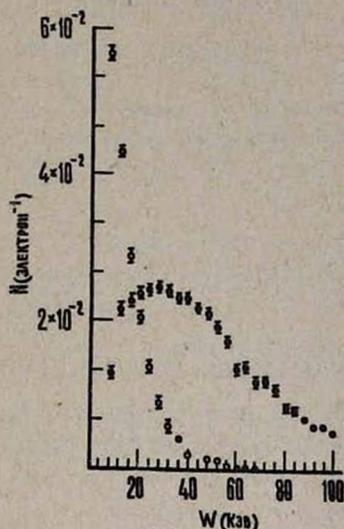


Рис. 3. Распределение энерговыделения со слоистой средой (●) и без нее (○) при энергии 3,6 Гэв.

Полученные нами результаты показывают, что при некотором усовершенствовании газового ксенонового сцинтиллятора и при определенном подборе параметров слоистой среды исследованный нами детектор частиц сверхвысоких энергий можно использовать для идентификации пионов и электронов в области импульсов ~ 10 Гэв/с и мпионов и протонов в области импульсов ~ 200 Гэв/с.

Греванский физический институт

Поступила 30.VIII.1972

ЛИТЕРАТУРА

- Ф. Р. Арутюнян, К. А. Испириян, А. Г. Оганесян. ЯФ, 1, 842 (1965).
- Ф. Р. Арутюнян, К. А. Испириян, А. Г. Оганесян, А. А. Франьян. ЖЭТФ, 52, 1121 (1967).
- А. И. Алиханян, К. А. Испириян, А. Г. Таманян, А. Г. Оганесян. Nucl. Instr. and Meth., 89, 147 (1970).
- L. C. L. Yuan et al. Phys. Rev. Lett., 25, 1513 (1970).
- А. И. Алиханян, К. М. Авакян, Г. М. Гарибянь, М. П. Лорикиян, К. К. Шихляров. Phys. Rev. Lett., 25, 635 (1970).
- А. И. Алиханян, Ф. Р. Арутюнян, К. А. Испириян, М. Л. Тер-Микаелян. ЖЭТФ, 41, 2002 (1961).
- H. Uto, L. C. L. Yuan, G. F. Deisl, C. L. Wang. Nucl. Instr. and Meth., 97, 389 (1971).

8. Г. М. Гарибян. ЖЭТФ, 37, 527 (1959).

9. А. И. Алиханян, С. А. Канкян, А. Г. Оганесян, А. Г. Таманян. Изв. АН АрмССР, Физика, 3, 170 (1972).

ՌԵՏԳԵՆՆԱՆ ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԴԵՏԵԿՏՈՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ ԷՆԵՐԳՈԱՌԱՔՄԱՆ ՄԵԹՈԴՈՎ

Ս. Ա. ՔԱՆՔԱՆՅԱՆ, Մ. Ս. ՔՈՉԱՐՅԱՆ, Ա. Գ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Ա. Գ. ԹԱՄԱՆՅԱՆ

Քննարկվում են ռենտգենյան անցումային ճառագայթման դետեկտորի ուսումնասիրման էքսպերիմենտալ արդյունքները, որում օգտագործված է էներգոառաքման մեթոդը բսենոնային սցինտիլյատորում: Զափումները կատարված են էլեկտրոնների 2,5 և 3,6 ԳէՎ էներգիաների դեպքում:

THE INVESTIGATION OF XTR DETECTOR ON THE BASIS OF ENERGY DEPOSITION

S. A. KANKANIAN, M. S. KOCHARIAN, A. G. OGANESSIAN, A. G. TAMANIAN

The results of the experimental investigation of XTR detector at the energy of electrons equal to 2,5 GeV and 3,6 GeV are given. The registration of XTR in this detector was made on the basis of energy deposition in Xenon scintillator.

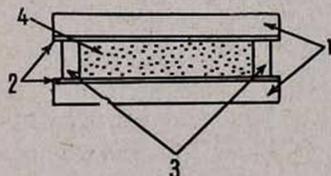
ЖИДКИЕ КРИСТАЛЛЫ В КАЧЕСТВЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕД В ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ЯЧЕЙКАХ

Л. Т. КАНТАРДЖЯН, К. А. МАНТАШЯН

Электрооптические эффекты у нематических жидких кристаллов, наблюдаемые при наложении внешнего постоянного или переменного низкочастотного электрического поля, сводятся к рассеянию внешнего излучения [1], что и используется при их практическом применении в качестве носителей информации, осуществляющих преобразование света в устройствах визуализации информации. Последнее обстоятельство значительно ограничивает возможности применения жидких кристаллов в устройствах, в которых требуются носители информации, обладающие одновременно свойствами преобразователя и излучателя света, например, в цифровых индикаторах, предназначенных для работы как при высоких, так и при низких уровнях внешней освещенности, а также при полном ее отсутствии.

Электролюминесценция порошковых поликристаллических люминофоров обычно наблюдается в органических и керамических диэлектрических средах, не обладающих электрооптическими свойствами [2]. Поскольку нематические жидкие кристаллы являются диэлектриками с диэлектрической проницаемостью $\epsilon \approx 3+3,5$ [1] и обладают электрооптическими свойствами, то представляет интерес выяснить возможности их использования в качестве диэлектрической среды в электролюминесцентных ячейках. Такие ячейки с рабочим веществом „электролюминофор—жидкий кристалл“ найдут широкое практическое применение в индикационных системах благодаря возможности их работы при любых уровнях внешней освещенности, вплоть до абсолютной темноты.

С этой целью нами были приготовлены взвеси электролюминофоров ЭЛ-510 и ЭЛ-670 в нематическом жидком кристалле МВВА (п-метоксибензилиден-п¹-бутиланилин) и экспериментально исследованы их электрооптические свойства. Содержание люминофора во взвеси составляло примерно 0,2% объема жидкого кристалла. Взвесью заполнялась ячейка, которая представляла собой два стекла, покрытых токопроводящим слоем окиси олова (SnO_2), разделенных тефлоновыми прокладками толщиной 30 мкм (см. рис.).



Электрооптическая ячейка: 1—стекла, 2—токопроводящий слой, 3—тефлоновые прокладки, 4—электролюминесцирующая жидкокристаллическая взвесь.

При подаче на ячейку переменного напряжения начиная с ~ 25 в до 120+130 в при частоте 20 гц у первой взвеси наблюдалось одно-

временно и динамическое рассеяние и электролюминесценция, заметные при обычном дневном освещении. При повышении частоты порога люминесценции смещалась в синюю область, а динамическое рассеяние ослабевало. Оптимальная частотная область одновременного существования электролюминесценции и динамического рассеяния системы ЭЛ-510—МВВА оказалась 50–100 μ при напряжении 120 в. При 300 μ динамическое рассеяние полностью исчезало и ячейка работала как обычный электролюминесцентный конденсатор. Значения порогового напряжения (~ 3 в) и напряжения насыщения (~ 120 в) динамического рассеяния для МВВА не изменялись при внесении в жидкий кристалл порошка электролюминофора. Точно также присутствие жидкого кристалла не влияло на напряжения порога и насыщения электролюминесценции. Однако контрастность ячейки с рабочим веществом „электролюминофор—жидкий кристалл“ была несколько ниже контрастности ячейки с жидким кристаллом или ячейки с электролюминофором.

У взвеси люминофора ЭЛ-670 в МВВА одновременного динамического рассеяния и электролюминесценции практически не наблюдалось.

В оптимальном режиме в ячейках со взвесью электролюминофора ЭЛ-510 в жидком кристалле МВВА при любых уровнях внешней освещенности визуально наблюдаются либо динамическое рассеяние, либо электролюминесценция, или и то и другое вместе. При абсолютной темноте и низких уровнях внешней освещенности, где жидкий кристалл в электрооптическом отношении практически не играет роли, повышением частоты и напряжения можно достигнуть достаточной контрастности ячейки за счет повышения яркости электролюминесценции. При средних уровнях внешней освещенности хорошо заметны как динамическое рассеяние, так и электролюминесценция. При высоких уровнях внешней освещенности эффективность динамического рассеяния обеспечивает достаточную контрастность для использования таких ячеек в устройствах индикации.

Наблюдаемое поведение взвеси электролюминофора в жидком кристалле во внешнем электрическом поле в определенном интервале напряжений, где одновременно присутствуют динамическое рассеяние и электролюминесценция, свидетельствует о том, что компоненты взвеси ведут себя независимо в отношении электрооптических свойств, т. е. введение электролюминофора не действует на процесс образования доменов, на которых происходит динамическое рассеяние света, и обратно, наличие жидкого кристалла не подавляет электролюминесценцию. Электролюминесцирующие жидкокристаллические взвеси, обладающие способностью одновременно люминесцировать и давать динамическое рассеяние, могут быть приготовлены из электролюминофоров и жидких кристаллов, у которых интервалы напряжений от порога до насыщения динамического рассеяния и электролюминесценции при данной частоте перекрываются полностью или частично. Подбор

жидкого кристалла в отношении его температурного интервала существования должен производиться с учетом области температурного тушения свечения электролюминофора.

Авторы выражают благодарность М. Р. Карапетяну за помощь в работе.

Поступила 20.II 1973

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. G. H. Heilmeter, Z. A. Zanoni, Z. A. Barton. Proc. IEEE, 56, 1162 (1968).
2. Г. Хекши. Электролюминесценция, Изд. Мир, М., 1964.

ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԸ ՈՐՊԵՍ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐ ԷԼԵԿՏՐԱԼՅՈՒՄԻՆԵՍՑԵՆՑՈՂ ԲՋԻՋՆԵՐՈՒՄ

Լ. Տ. ՂԱՆԹԱՐՋՅԱՆ, Կ. Ա. ՄԱՆԹԱՇՅԱՆ

Ստացված է էլեկտրաօպտիկական բջիջ, որի մեջ որպես ակտիվ նյութ օգտագործված է ЭЛ-510 էլեկտրալյումինոֆորի կախույթը MBBA (պ-մետոքսիբենզիլիդեն պ'-բուֆիլանիլին) նեմատիկ հեղուկ բյուրեղում: Նման բջիջներում գուգակցվում են լույսի առաքելի ձևափոխիչ հատկությունները: Այս հանգամանքը թույլ է տալիս օգտագործել վերահիշյալ կախույթներով բջիջները ինդիկացիոն սարքավորումներում, օրինակ, թվային ինդիկատորներում, որոնք պետք է աշխատեն արտաքին լուսավորման ցանկացած մակարդակների դեպքում, ինչպես նաև բացարձակ մթության պայմաններում:

LIQUID CRYSTALS AS DIELECTRIC MEDIUM IN ELECTROLUMINESCENCE CELLS

L. T. KANTARGIAN, K. A. MANTASHIAN

The electrooptical cell is obtained in which an active substance is the suspension of electroluminophor in nematic liquid crystal. It combines properties of a transformer and a radiator capable of operation at any level of illumination including the absolute darkness.

ГУРГЕН СЕРОПОВИЧ СААКЯН

(к шестидесятилетию со дня рождения)

10 сентября 1973 г. исполняется шестьдесят лет видному советскому армянскому физику-теоретику — члену-корреспонденту АН АрмССР, заслуженному деятелю науки АрмССР, заведующему кафедрой теоретической физики Ереванского государственного университета, доктору физико-математических наук, профессору Гургену Сероповичу Саакяну.



Гурген Серопович Саакян родился в селе Сарнахпюр Анийского района в крестьянской семье. После окончания семилетки он учится в Ленинаканском строительном техникуме и короткое время работает сельским учителем. Большая любовь к физике и математике приводит его на физико-математический факультет Ереванского государственного университета, который он кончает с отличием по специальности физика в 1939 году.

В том же году успешно выдержав конкурсные экзамены, Г. С. Саакян поступает в аспирантуру Физического института им. Лебедева АН СССР. Однако через два месяца он призывается в ряды Советской Армии, в которой служит более шести лет, являясь непосредственным участником боев на различных фронтах Великой Отечественной войны. В декабре 1941 г. на фронте Г. С. Саакян вступает в ряды КПСС. В завершающий период войны он участвует в освобождении от фашистского ига Венгрии, Австрии и Чехословакии. За боевые заслуги Г. С. Саакян награжден орденом „Красная звезда“ и медалями.

В 1946 г. после демобилизации Г. С. Саакян продолжает учебу в аспирантуре теоретического отдела Физического института АН СССР. Только благодаря большой силе воли и исключительной организованности Г. С. Саакян сумел в короткий промежуток времени восстановить свои знания, и в конце 1949 г. успешно защитив кандидатскую диссертацию, переходит на основную работу в Ереванский государственный университет, где с 1961 г. и по сей день возглавляет кафедру теоретической физики.

Первые научные исследования Г. С. Саакяна, проведенные еще в аспирантуре, были посвящены весьма актуальному для этих лет вопросу — исследованию внутренней структуры нуклонов и ядер. В этих работах впервые было введено понятие форм-фактора нуклонов.

После возвращения в Ереван Г. С. Саакян совмещает плодотворную педагогическую деятельность с интенсивной научной работой в Ереванском физическом институте, где он в тесном контакте с экспериментаторами лаборатории профессора Н. М. Кочаряна на протяжении ряда лет занимается изучением физики космических лучей.

Начиная с 1957 г. научные интересы Г. С. Саакяна связаны с физикой сверхплотных небесных тел — барионных звезд. Вместе с выдающимся астрофизиком академиком В. А. Амбарцумяном Г. С. Саакян развивает в Армении это весьма интересное направление теоретической астрофизики. В первом цикле работ, выполненных Г. С. Саакяном совместно с В. А. Амбарцумяном, были подробно исследованы свойства вещества при чрезвычайно больших плотностях, внутренняя структура и интегральные параметры сверхплотных звезд, а также возможности их астрономических наблюдений. Ими впервые было показано, что в таких объектах кроме нейтронов могут находиться в стабильном состоянии гипероны и другие в обычных условиях весьма короткоживущие элементарные частицы. В. А. Амбарцумяном и Г. С. Саакяном было впервые указано на важность рентгеновской астрономии при обнаружении сверхплотных объектов.

Эти фундаментальные исследования в дальнейшем были продолжены и развиты Г. С. Саакяном и его учениками и приобрели широкое признание как в нашей стране, так и за рубежом. Они приобрели особую актуальность после открытия пульсаров, которые в настоящее время общепринято отождествлять с барионными звездами.

Исследования по физике сверхплотных небесных тел легли в основу докторской диссертации Г. С. Саакяна, которую он защитил в 1963 г. В 1964 г. он был избран членом-корреспондентом АН АрмССР.

Заботливое и доброжелательное отношение Г. С. Саакяна как научного руководителя привело к созданию при кафедре теоретической физики университета исследовательского коллектива, который в настоящее время занимает одно из ведущих мест в мире среди научных групп по изучению сверхплотных конфигураций.

Профессор Г. С. Саакян имеет весьма большие заслуги в деле подготовки молодых специалистов. Возглавляя около четверти века

кафедру теоретической физики Ереванского государственного университета, он проводит повседневную кропотливую работу в деле воспитания и строгого подбора молодых способных физиков-теоретиков, прививая им еще со студенческой скамьи любовь к самостоятельной научной работе. В настоящее время кафедра теоретической физики благодаря усилиям Г. С. Саакяна укомплектована высококвалифицированными физиками-теоретиками.

Много усилий и энергии было потрачено Г. С. Саакяном благородной цели воспитания из студенческой молодежи кадров для различных областей физики и на посту декана физического факультета, который он занимал с 1967 по 1972 г.

Правительство нашей республики высоко оценило научную и педагогическую деятельность Г. С. Саакяна, присудив ему высокое звание заслуженного деятеля науки.

Г. С. Саакян является автором около 65 научных статей, трех монографий, первого учебника на армянском языке по „Квантовой механике“. Под его руководством защищены 3 докторские и 6 кандидатских диссертаций. Свое шестидесятилетие Гурген Серопович Саакян встречает в расцвете творческих возможностей, преисполненный новых научных планов и стремлений.

Друзья, коллеги, многочисленные ученики и все студенты физического факультета Ереванского государственного университета поздравляя Гургена Сероповича Саакяна с шестидесятилетием, желают ему крепкого здоровья, неиссякаемой юношеской энергии и новых творческих успехов в научной и педагогической деятельности.

Г. М. Гарибян, П. А. Безирянян, Ю. Л. Вартанян

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Գ. Գ. Աղոնց. Բենոսցված ճառագայթման անցումը ուղղանկյունային միջավայրով	241
Գ. Մ. Ղարիբյան, Լ. Ա. Գևորգյան. Յանշի անցումային ճառագայթումը անկանոն անկանոն անհամասեռ միջավայրում	248
Կ. Գ. Թրունի, Պ. Հ. Բեգիրզադեյան. Ռենտգենյան ճառագայթների էներգիայի հոսքի գծերը Բրեզի անդրադարձման դեպքում	252
Յա. Մ. Պողոսյան, Զ. Մ. Գրչյան. Դոմենային սահմանների սողքի վերաբերյալ	261
Ի. Վ. Ալեքսանդրով, Լ. Գ. Քարամյան. Իզոտրոպ փոխազդեցությունների ազդեցությամբ տեղի ունեցող քվանտային անցումները մասնիկների դիֆուզիոն շարժման ժամանակ	270
Վ. Թ. Նարինյան, Ա. Ռ. Քուլանյան. Սինխրոտրոնի էլեկտրամագնիսիում մագնիսական դաշտի լարվածության փոփոխության փոքր արագության դեպքում սինխրոնիզացնող ազդանշան ստանալու սարքավորում	279
Լ. Հ. Աբրահամյան, Ֆ. Վ. Աղայան, Հ. Հ. Վարդապետյան, Ա. Ի. Խուրավերդյան. Գազային շիմային շերտերով ճառագայթային հաշվիչ լայն կտրվածքով փնջերի մեջ աշխատելու համար, մի քանի միլիարդ էլեկտրոն-վոլտ էներգիաների տիրույթում	283
Խ. Գ. Այվազյան, Վ. Գ. Բառաեով, Տ. Ա. Օստանինա. Պոլիպրոպիլենի և պոլի-Վ ունդեկանամիդի սֆերոլիտների դեֆորմացիաների ուսումնասիրումը	290
Գ. Թ. Օվանեսով, Զ. Ա. Ներսեսյան, Յու. Կ. Կարալյան. Քլոտրոպրենային կառուցվածքի բյուրեղացումը և հալումը	300

ՀԱՄԱՌՈՏ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ

Պ. Մ. Հերունի, Է. Գ. Գազազյան, Ռ. Վ. Տեր-Անտոնյան. Սֆերիկ հայելու ճառագայթման դաշտը կիրի հոֆի մոտավորությամբ	304
Ս. Ա. Քանեֆարյան, Մ. Ս. Քոչարյան, Ա. Գ. Հովհաննիսյան, Ա. Գ. Քամանյան. Ռենտգենյան անցումային ճառագայթման դետեկտորի ուսումնասիրումը էներգոառաջման մեթոդով	305
Լ. Տ. Ղանբարչյան, Կ. Ա. Մանթաշյան. Հեղուկ բյուրեղները որպես դիելեկտրիկ միջավայրեր էլեկտրալուսինսցենցող բջիջներում	309
Գ. Ս. Սանակյան. (Վաթսուճամյա հոբելյանի առթիվ)	312

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Г. Г. Адоңц.</i> Прохождение поляризованного излучения через резонансную среду .	241
<i>Г. М. Гарибян, Л. А. Геворгян, Ян-Ши.</i> Переходное излучение в неупорядоченной неоднородной среде	248
<i>К. Г. Труни, П. А. Безирганян.</i> Линии потока энергии рентгеновых волн при отражении по Брэггу	252
<i>Я. М. Погосян, З. М. Гзрян.</i> К вопросу о сползании доменных границ	261
<i>И. В. Александров, Л. Г. Карамян.</i> Переходы под влиянием короткодействующих изотропных взаимодействий при диффузионном движении частиц	270
<i>В. Т. Наринян, А. Р. Туманян.</i> Устройство для получения синхронизирующих импульсов при малой скорости изменения напряженности магнитного поля в электромагните синхротрона	279
<i>Л. О. Абрамян, Ф. В. Адамян, Г. А. Вартапетян, А. Г. Худавердян.</i> Газовый пороговый черенковский счетчик для работы на широких пучках в области энергий несколько Гэв	283
<i>Х. Г. Айвазян, В. Г. Баранов, Т. А. Останина.</i> Изучение деформации сферолитов полипропилена и поли- ω -ундеканамида	290
<i>Г. Т. Ованесов, Д. А. Нерсисян, Ю. К. Кабалян.</i> Кристаллизация и плавление хлоропренового каучука	300

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

<i>П. М. Геруни, Э. Д. Газазян, Р. В. Тер-Антонян.</i> Поле излучения сферического рефлектора в приближении Киргофа	304
<i>С. А. Канкянян, М. С. Кочарян, А. Г. Оганисян, А. Г. Таманян.</i> Исследование РПИ-детектора на основе энерговыделения	305
<i>Л. Т. Кантарджян, К. А. Манташян.</i> Жидкие кристаллы в качестве диэлектрических сред в электролюминесцентных ячейках	309
<i>Г. С. Саакян.</i> К шестидесятилетию со дня рождения	312

Технический редактор **Л. А. АЗИЗБЕКЯН**

ВФ 05836. Подписано к печати 11/ХІ 1973 г. Тираж 620. Изд. 3972. Заказ 502.
 Формат бумаги 70×108³/₁₆. Печ. л. 5,0. Бум. л. 2,5.
 Усл. печ. л. 7,0. Уч. изд. листов 5,65.

Типография Издательства АН Армянской ССР, Ереван, Барекамутиян, 24.