

ՀԱՄԱՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿԱ
ФИЗИКА

1972

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒՆԳՐԱ

Ա. Յ. Ամատունի, Վ. Մ. Հարությունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղարիբյան (պատասխանատու խմբագիր), Է. Գ. Միրզաբեկյան, Մ. Ն. Մովսիսյան, Է. Գ. Շահաբյան, Գ. Ս. Սահակյան, Ռ. Ա. Սարգսյան (պատասխանատու քարտուղար), Հ. Հ. Վարդապետյան:

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Амагунци, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Э. Г. Мирзабекян, М. Е. Мовсисян, Г. С. Саакян, Р. С. Сардарян (ответственный секретарь), Э. Г. Шароян.

НЕАБЕЛЕВЫ КАЛИБРОВОЧНЫЕ ПОЛЯ С ДВУМЯ МАССАМИ

Р. В. ТЕВИКЯН

Предлагается ввести в лагранжиан массивного поля Янга-Миллса две массы.

Требование инвариантности теории относительно обобщенных фазовых преобразований, полученных заменой параметров бесконечно малых преобразований $\varepsilon_i (i=1, 2, \dots, n)$ на произвольные функции $\varepsilon_i(x)$, предложенное впервые в работе Янга-Миллса [1] и подробно исследованное Утиямой [2], не приводит к необходимости введения новых векторных полей [3].

Мы будем параметры ε_i обобщать таким образом, чтобы выполнялись следующие требования, которые следуют из ненаблюдаемости фазы: во-первых, обобщенная фаза в каждой точке не должна обладать определенным значением, во-вторых, производная фазы в каждой точке должна иметь определенное значение. Эти требования означают, что обобщенная фаза является неинтегрируемой функцией [4]. Эти условия будут выполнены, если произвести замену

$$\varepsilon_i \rightarrow \varepsilon_i(x, P), \quad (1)$$

где P — функциональный аргумент. При этом

$$\partial_\mu \varepsilon_i(x, P) = A_\mu^i(x). \quad (2)$$

Производные ∂_μ , действующие на функционал $\varepsilon_i(x, P)$, не коммутируют

$$(\partial_\mu \partial_\nu - \partial_\nu \partial_\mu) \varepsilon_i(x, P) \neq 0. \quad (3)$$

Требования (1)—(3) будут выполнены, если положить

$$\varepsilon_i(x, P) = \int_{-\infty}^x A_\mu^i(\xi) d\xi_\mu, \quad (4)$$

где P — путь интегрирования от $-\infty$ до x . В этом случае, производная ∂_μ совпадает с градиентно инвариантной производной Мандельстама [5]. Из требования инвариантности теории относительно замены (1) следует необходимость введения компенсирующих полей: Янга-Миллса, гравитационного и т. д.

Для описания неабелевых полей удобно использовать матричное обозначение

$$A_\mu(x) = T_i A_\mu^i(x), \quad (5)$$

где матрицы T_i — представление группы [2], удовлетворяют соотношениям

$$[T_i, T_j] = if_{ijk} T_k, \quad \text{tr} T_i T_j = \frac{1}{2} \delta_{ij}, \quad (6)$$

Лагранжиан массивного поля Янга-Миллса с массами m_1 и m_2 запишем с помощью двух потенциалов [6, 7] A_μ и $F_{\mu\nu} = -F_{\nu\mu}$ в следующем виде:

$$L = -\text{tr} F_{\mu\nu} (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - ig[A_\mu, A_\nu]) + \\ + \frac{1}{2} m_2 \text{tr} F_{\mu\nu} F_{\mu\nu} + m_1 \text{tr} A_\mu A_\mu, \quad (7)$$

где для массы частицы m имеем $m^2 = m_1 m_2$.

Если масса частицы равна нулю, $m = 0$, тогда мы имеем две возможности: во-первых, $m_1 = 0$, $m_2 \neq 0$, в этом случае поле описывается потенциалом A_μ и тензором напряженности $F_{\mu\nu}$, а спиральность равна ± 1 . Во-вторых, $m_2 = 0$, $m_1 \neq 0$, в этом случае $F_{\mu\nu}$ — потенциал, а A_μ — вектор напряженности и спиральность равна 0. При $m \neq 0$ поле можно описывать потенциалом A_μ или $F_{\mu\nu}$. Таким образом, массы m_1 и m_2 связаны с возможными значениями спиральности частиц со спином 1.

Из лагранжиана (7) следуют уравнения движения

$$m_2 F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - ig(A_\mu A_\nu - A_\nu A_\mu), \\ m_1 A_\mu = \partial_\mu F_{\mu\nu} + ig(F_{\mu\nu} A_\nu - A_\nu F_{\mu\nu}). \quad (8)$$

Симметричный тензор энергии-импульса равен

$$T_{\mu\nu} = -m_2 \left(F_{\mu\alpha}^i F_{\nu\alpha}^i - \frac{1}{4} g_{\mu\nu} F_{\alpha\beta}^i F_{\alpha\beta}^i \right) + \\ + m_1 \left(A_\mu^i A_\nu^i - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} A_\alpha^i A_\alpha^i \right). \quad (9)$$

Из требования положительной определенности энергии следует, что постоянные m_1 и m_2 положительны или одна из них равна нулю.

Добавим к лагранжиану (7) минимальное взаимодействие

$$L = \text{tr} (A_\mu J_\mu), \quad (10)$$

где ток J_μ удовлетворяет соотношению $\partial_\mu J_\mu - ig[A_\mu, J_\mu] = 0$. В этом случае, в пределе $m_2 = 0$, взаимодействие (10) выпадает и мы получим

$$\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - ig(A_\mu A_\nu - A_\nu A_\mu) = 0, \\ \partial_\mu A_\mu = 0. \quad (11)$$

Таким образом, из теории Янга-Миллса, в пределе $m_2 = 0$, следует теория Сугавары [8, 9].

Как известно, уравнения (8), при $m_1 = 0$, инвариантны относительно преобразований

$$A_\mu \rightarrow S^{-1} A_\mu S + \frac{i}{g} S^{-1} \partial_\mu S,$$

$$F_{\mu\nu} \rightarrow S^{-1} F_{\mu\nu} S,$$
(12)

где $S = \exp \{ig\varphi\}$, $\varphi = T_i \Phi_i$, а φ — произвольное скалярное поле.

При $m_2 = 0$, уравнения (8) инвариантны относительно преобразований

$$A_\mu \rightarrow A_\mu,$$

$$F_{\mu\nu} \rightarrow F_{\mu\nu} + g N_{\mu\nu} + \tilde{\partial}_\mu B_\nu,$$
(13)

где тильда означает дуальное сопряжение, а $B_\mu = T_i B_\mu^i$ — произвольное векторное поле. При этом, без ограничения общности, можно положить $\partial_\mu \tilde{N}_{\mu\nu} = 0$, $\partial_\mu B_\mu = 0$.

Функция $N_{\mu\nu}$ является решением уравнения

$$\partial_\nu N_{\mu\nu} + ig (N_{\mu\nu} A_\nu - A_\nu N_{\mu\nu}) + i (\partial_\mu \tilde{B}_\nu A_\nu - A_\nu \partial_\mu \tilde{B}_\nu) = 0.$$
(14)

Решение $N_{\mu\nu}$ легко получить, представив уравнение (14) в интегральной форме

$$N_{\mu\nu} = ig (\partial_\mu^{-1} [N_{\nu\alpha}, A_\alpha] - \partial_\nu^{-1} [N_{\mu\alpha}, A_\alpha]) +$$

$$+ i (\partial_\mu^{-1} [\partial_\nu \tilde{B}_\alpha, A_\alpha] - \partial_\nu^{-1} [\partial_\mu \tilde{B}_\alpha, A_\alpha]),$$
(15)

где ∂_μ^{-1} — интегральный оператор

$$\partial_\mu^{-1} f(x) = - \int f(x+y) \partial_\mu D(y) dy,$$

$$\partial^2 D(y) = \delta(y).$$
(16)

Свободные пропагаторы полей A_μ^i и $F_{\mu\nu}^i$ соответственно равны

$$\Delta_{\mu\nu}^{ij} = \delta_{ij} \left(m_2 g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{m_1} \right) \frac{1}{m^2 - k^2 - i\epsilon},$$
(17)

$$\Delta_{\mu\nu\alpha\beta}^{ij} = \delta_{ij} \left[m_1 (g_{\mu\alpha} g_{\nu\beta} - g_{\mu\beta} g_{\nu\alpha}) - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{m_2} (k_\mu k_\beta g_{\nu\alpha} - k_\nu k_\beta g_{\mu\alpha} - k_\mu k_\alpha g_{\nu\beta} + k_\nu k_\alpha g_{\mu\beta} + k^2 g_{\mu\alpha} g_{\nu\beta} - k^2 g_{\mu\beta} g_{\nu\alpha}) \right] \frac{1}{m^2 - k^2 - i\epsilon}.$$
(18)

Решение уравнения (11) можно представить в виде [10]

$$A_\mu = \frac{i}{g} S^{-1} \partial_\mu S,$$
(19)

где S удовлетворяет уравнению

$$\partial_\mu (S^{-1} \partial_\mu S) = 0.$$
(20)

Уравнение (20) инвариантно относительно замены $S \rightarrow S^{-1}$.

По этой причине из соотношения $\partial_\mu A_\mu = 0$, представив A_μ в виде

$$A_\mu = A_\mu^+ + A_\mu^-, \quad (21)$$

где

$$A_\mu^\pm = \frac{i}{2g} (S^{-1} \partial_\mu S \pm S \partial_\mu S^{-1}), \quad (22)$$

получим

$$\partial_\mu A_\mu^+ = 0, \quad \partial_\mu A_\mu^- = 0.$$

Подставляя значение $S = \exp \{ig \varphi\}$, где $\varphi = T_i \varphi_i$, в (20), мы получим уравнение для скалярного поля φ .

Имеем

$$S^{-1} \partial_\mu S = ig \partial_\mu \varphi + (ig)^2 \frac{1}{2!} [\partial_\mu \varphi, \varphi] + (ig)^3 \frac{1}{3!} [[\partial_\mu \varphi, \varphi], \varphi] + \dots \quad (23)$$

После введения обозначения $(\varphi)_{ij} = f_{ijk} \varphi_k$, получим

$$[\partial_\mu \varphi, \varphi] = i \partial_\mu \varphi_i \varphi_{ij} T_j, \quad (24)$$

$$[[\partial_\mu \varphi, \varphi], \varphi] = i^2 \partial_\mu \varphi_i \varphi_{ij}^2 T_j \dots$$

Из уравнений (19), (23) и (24) будем иметь

$$A_\mu = \partial_\mu \varphi_i \left(\frac{e^{-g\varphi} - 1}{g\varphi} \right) T_i. \quad (25)$$

Уравнение для поля φ можно непосредственно получить из лагранжиана

$$L_2 = m_1 \text{tr} A_\mu A_\mu = m_1 \partial_\mu \varphi_i \left(\frac{\text{ch } g\varphi - 1}{g^2 \varphi^2} \right)_{ij} \partial_\mu \varphi_j. \quad (26)$$

Если в лагранжиан

$$L_2 = \frac{m_1}{g^2} \text{tr} \partial_\mu S^{-1} \partial_\mu S \quad (27)$$

подставить $S = \frac{1 + ig \varphi'}{1 - ig \varphi'}$, тогда мы получим кирально инвариантный лагранжиан Вайнберга [11]. Таким образом, лагранжиан (7), в пределе $m_2 = 0$, кирально инвариантен, а при $m_1 = 0$ конформно инвариантен, так как в этом случае сохраняются конформные точки $I_{\mu\nu}$ и I_μ :

$$I_{\mu\nu} = \left(x_\nu x_\mu - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} x_\alpha^2 \right) T_{\mu\alpha}, \quad I_\mu = T_{\mu\nu} x_\nu, \quad (28)$$

$$\partial_\mu I_{\mu\nu} = 0, \quad \partial_\mu I_\mu = 0.$$

Введем вектор A'_μ с помощью соотношения

$$A'_\mu = A_\mu^+ + \gamma_5 A_\mu^-, \quad (29)$$

где $\gamma_5^+ = \gamma_5$, $\gamma_5^- = 1$. В этом случае простейший лагранжиан, для $\pi N(\varphi\varphi)$ взаимодействия, сохраняющий четность, можно представить в виде

$$L_3 = m_1 \frac{1}{4} \text{tr} A_\mu' A_\mu' - \bar{\psi} (i \not{\partial} - M) \psi + f \bar{\psi} \gamma_\mu A_\mu' \psi. \quad (30)$$

Первый член в правой части (30) совпадает с лагранжианом (26), так как

$$\text{tr} (A_\mu^+ A_\mu^- + A_\mu^- A_\mu^+) = 0. \quad (31)$$

Как известно, спиральность частицы сохраняется при $m=0$. Для массивного поля $m \neq 0$ спиральность сохраняется в пределе $|p| \rightarrow \infty$. В этом предельном случае мы имеем поперечные и продольные частицы. По этой причине перенормируемость теории при $m_1=0$ и при $m_2=0$ являются необходимыми условиями перенормируемости массивного поля $m \neq 0$.

Теория Сугавары — предельный случай массивного поля Янга-Миллса, неперенормируема. Следовательно, массивное поле Янга-Миллса также неперенормируемо.

Интересное выражение для функции Лагранжа было рассмотрено в работе Фрадкина и Тютюна [17], которое в наших обозначениях сводится к добавлению к функции Лагранжа (7) нового члена

$$L_4 = \partial_\mu A_\mu^i B_1^i + \frac{\alpha}{2} B_1^i B_1^i, \quad (32)$$

где B_1^i — произвольная функция от A_μ^i , $F_{\mu\nu}^i$ и скалярного поля B^i . Из лагранжиана $L+L_4$ в пределе $m_2=0$, также следует $A_\mu = \frac{i}{g} S^{-1} \partial_\mu S$, но при этом функция $S = \exp \{ig \varphi\}$ удовлетворяет уравнению

$$(\partial^2 + am_1) \partial_\mu (S^{-1} \partial_\mu S) = [\partial_\mu \partial_\nu (S^{-1} \partial_\nu S), S^{-1} \partial_\mu S]. \quad (33)$$

Уравнение (3) инвариантно относительно замены $S \rightarrow S^{-1}$ и не содержит зависимости B_1^i от A_μ^i , $F_{\mu\nu}^i$ и B^i . Полученное уравнение неперенормируемо. Следовательно, лагранжиан $L+L_4$ также неперенормируем.

В заключение автор выражает глубокую признательность С. Г. Матиняну за полезные замечания и В. Н. Заславскому за обсуждение.

Ереванский физический институт

Поступила 12.XI.1971

ЛИТЕРАТУРА

1. C. N. Yang and R. L. Mills, Phys. Rev., 96, 191 (1954).
2. R. Utiyama, Phys. Rev., 101, 1597 (1956).
3. V. I. Ogievetski and I. V. Polubartov, Nuovo Cimento, 23, 173 (1962).
4. P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc., A133, 60 (1931).
5. S. Mandelstam, Ann. Phys. (N. Y.), 19, 1 (1962).
6. N. Kemmer, Helv. Phys. Acta, 33, 829 (1960).
7. В. И. Ошесевский и В. В. Полубаринов, Я. Ф. 4, 219 (1966).
8. G. Sugawara, Phys. Rev., 170, 1659 (1968).

9. K. Bardacki and M. Halpern, Phys. Rev., 172, 1542 (1968).
10. D. G. Boulware, Ann. Phys. (N. Y.), 56, 140 (1970).
11. S. Weinberg, Phys. Rev., 166, 1568 (1968).
12. E. S. Fadkin and I. V. Tyutin, Phys. Lett., 30B, 562 (1969).

ՈՉ-ԱՐԵԼՅԱՆ ՏՐԱՄԱՋԱՓԱՅԻՆ ԴԱՇՏԵՐ ԵՐԿՈՒ ՄԱՍՍԱՆԵՐՈՎ

Ռ. Վ. ՔԵՎԻԿՅԱՆ

Առաջարկվում է մասսիվ Յանգ-Միլլսի դաշտի Լագրանժի ֆունկցիան գրել օգտագործելով
երկու մասսաներ:

NON-ABELIAN GAUGE FIELDS WITH TWO MASSES

R. A. TEVIKYAN

It is suggested to introduce two masses into the Lagrangian of the massive Yang-Mills Field.

ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ КАСКАДА 122—14 кэв в Fe^{57}

Б. М. ВИРАБЯН, С. С. ДУРГАРЬЯН, И. А. ЕГАНЫН,
А. Г. МАЛОЯН, К. И. ПЮСКЮЛЯН

Описан спектрометр, предназначенный для исследований методом угловых корреляций. Измерена функция угловой корреляции для каскада 122—14 кэв в Fe^{57} : $W(\theta) = 1 - (0,024 \pm 0,002) P_2(\cos \theta)$. Определено значение $\delta = -0,13$ для перехода 122 кэв в Fe^{57} , соответствующее примеси $1,7 \pm 0,1\%$ E2 к M1.

Метод угловых γ - γ корреляций известен в ядерной спектроскопии уже более двадцати лет [1], однако в последние годы интерес к этому методу значительно возрос из-за новых возможностей исследования как внутренних магнитных и электрических полей на ядрах магнитных материалов, так и g -факторов возбужденных состояний атомных ядер.

Нами создан, настроен и проверен в рабочем режиме спектрометр, который в дальнейшем предполагается использовать для измерений по возмущенным угловым корреляциям, а также измерена угловая корреляция каскада 122—14 кэв в Fe^{57} .

§ 1. Спектрометр для исследования угловых корреляций

Спектрометр состоит из быстро-медленной схемы совпадений, механической части и системы детекторов. На рис. 1 показана блок-схема быстро-медленной схемы совпадений. Импульсы от двух сцинтилляционных детекторов после предварительного формирования попадают на широкополосные усилители, а затем на блок быстрых совпадений, который осуществляет отбор γ -квантов, регистрируемых обоими детекторами за интервал времени 10^{-8} сек. Эта часть схемы отбирает пары γ -квантов, принадлежащих изучаемому каскаду. В один из каналов быстрой схемы включена линия задержки, позволяющая задерживать импульсы в этом канале на интервал времени $(1-10) \times 10^{-8}$ сек относительно другого канала. Максимальная нагрузка быстрого канала 10^5 имп/сек.

Одновременно импульсы от детекторов попадают на линейные усилители, а затем на блоки дифференциального дискриминатора, ко-

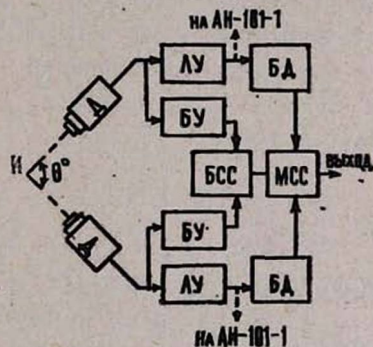


Рис. 1. Блок-схема быстро-медленной схемы совпадений. И—источник, Д—детектор, ЛУ—линейный усилитель, БСС—быстрая схема совпадений, МСС—медленная схема совпадений, БД—блок дифференциального дискриминатора, АИ—амплитудный анализатор.

которые осуществляют отбор исследуемых γ -квантов по энергиям. Максимальная нагрузка каналов дискриминации $2,5 \times 10^4$ имп/сек.

Импульсы от быстрой схемы совпадений и двух каналов дискриминации одновременно попадают на схему тройных совпадений с разрешающим временем $0,8 \times 10^{-6}$ сек. Измеряемым параметром являются тройные совпадения, регистрируемые в определенные интервалы времени пересчетным прибором в зависимости от угла между детекторами.

К каналам дискриминации γ -квантов по энергиям может быть подключен анализатор импульсов АИ-100-1, который позволяет наблюдать весь спектр γ -излучения от источника радиоактивности одновременно. К стабильности работы во времени такого рода спектрометров предъявляются повышенные требования. Для проверки стабильности системы детектирования и трактов дискриминации нами снят γ -спектр Co^{60} с длительными интервалами между измерениями. За 8 часов работы сдвиг γ -линии 1333 кэв оказался менее 0,5 канала анализатора АИ-100-1.

Механическая часть спектрометра представляет собой круглый стол диаметром 660 мм, на котором смонтированы два рельса сложного профиля для крепления детекторов. В центре стола помещается радиоактивный источник, расстояние от источника до детекторов может составлять до 600 мм. Один из детекторов закреплен неподвижно, другой может быть установлен под углами $90^\circ - 270^\circ$ относительно первого. Предусмотрена возможность дистанционного перевода подвижного детектора в различные положения через углы, равные 5° . Точность установки углов $20'$.

В качестве детекторов в нашем спектрометре используются цилиндрические кристаллы $NaJ(Tl)$ различных размеров, в зависимости от чего применяются ФЭУ-35 или ФЭУ-13А.

Разрешающая способность детекторов в случае кристалла размерами 40×40 мм оказалась равной 8% на γ -линии 1333 кэв в Co^{60} , а в случае тонкого кристалла (1×10 мм) — 12% на γ -линии 122 кэв в Co^{57} .

§ 2. Исследование каскада 122—14 кэв в Fe^{57}

Работа спектрометра проверена измерением корреляционной функции малоизученного каскада 122—14 кэв в ядре Fe^{57} .

Ядро Co^{57} посредством K -захвата распадается на уровни Fe^{57} . Основные характеристики уровней Fe^{57} хорошо изучены и схема распада Co^{57} в настоящее время имеет достаточно заверченный вид [2]. Однако некоторые ее детали нуждаются в уточнении. Нами измерена функция угловой корреляции

$$W(\theta) = 1 + A_{22}P_2(\cos \theta) + A_{44}P_4(\cos \theta) + \dots,$$

где A_{kk} — коэффициенты разложения,

P_k — полиномы Лажандра,

$A_{44} = 0$, так как спин промежуточного состояния $\frac{3-}{2}$ и анизотропия

$$A = \frac{W(180^\circ) - W(90^\circ)}{W(90^\circ)}$$

В качестве фиксированного детектора, регистрирующего γ -линию 14 кэв, использовался тонкий кристалл $NaJ(Tl)$, а γ -линия 122 кэв регистрировалась подвижным детектором размерами 40×40 мм. Источник представлял собой диск размерами $0,4 \times 11$ мм и имел активность 0,5 мкюри. Удаление детекторов от источника составляло 70 мм и 470 мм соответственно. По последним данным [3] время жизни уровня 14 кэв измерено с большой точностью и равно $(0,98 \pm 0,01) \times 10^{-7}$ сек, поэтому нами в быстрой схеме совпадений импульсы от детектора, регистрирующего линию 122 кэв, задерживались на 10^{-7} сек.

Регистрировалось число тройных совпадений через каждые 15° в интервале углов между счетчиками от 90 до 180° . В нашей геометрии расстояние от источника до детекторов много больше диаметра последних и поэтому поправка на телесный угол равна 1. Экспериментально измеренная функция $W(\theta)$ с учетом необходимых поправок изображена на рис. 2. Полученное нами значение $A_{22} = -(0,024 \pm 0,003)$. Кроме того, нами независимо с большой экспозицией была измерена анизотропия A и определено

значение $A_{22} = \frac{A}{3/2 + 1/2 A}$. Окончательное значение A_{22} , полученное двумя независимыми способами, оказалось равным

$$A_{22} = -(0,024 \pm 0,002)$$

в полном согласии с измерениями [4]. По значению $A_{22} = -(0,024 \pm 0,002)$ может быть найдено значение δ , определяющее примесь Е2 к М1 в переходе 122 кэв в Fe^{57} . Измерения [5] отношения $\frac{K}{L}$ позволили оценить мультипольный состав перехода 14 кэв как М1 + 0,006% Е2. Следовательно его можно считать почти чистым М1-переходом и принять $\delta_{14 \text{ кэв}} = 0$. Для $\delta_{122 \text{ кэв}}$ наши расчеты дают два корня $\delta_1 = -2,79$ и $\delta_2 = -0,13$. Первое значение корня означает, что переход 122 кэв представляет собой 89% Е2 + 11% М1. Однако такой высокий процент Е2 в переходе 122 кэв маловероятен, ибо ядро Fe^{57} расположено далеко от области сильно деформированных ядер. Второе значение $\delta_2 = -0,13$ дает соотношение М1 + $(1,7 \pm 0,1)\%$ Е2, что вполне приемлемо в рамках вышеизложенных соображений. Этот результат согласуется с пределами $\delta = (-0,1) + (-0,3)$, полученными в работе [4].

Интересно сопоставить величину примеси Е2 в переходе 122 кэв, равную $(1,7 \pm 0,1)\%$, со значением этой примеси, полученной из данных по исследованию спектров конверсионных электронов.

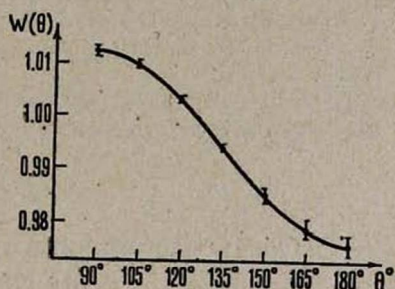


Рис. 2. Функция угловой корреляции каскада 122—14 кэв в Fe^{57} .

В работе [6] измерено значение коэффициента конверсии $\alpha_k^{\text{экс}} = (0,0222 \pm 0,0014)$ для γ -линии 122 кэв в Fe^{57} . Сопоставив $\alpha_k^{\text{экс}}$ со сведениями из таблиц коэффициентов внутренней конверсии [7], мы вычислили смесь мультиполей $M1 + (1,0 \pm 0,6)\% E2$ в переходе 122 кэв в Fe^{57} , в хорошем согласии с экспериментальными данными из измерений угловой корреляции.

Институт физических исследований
АН АрмССР

Поступила 8.X.1971

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. D. R. Hamilton, Phys. Rev., 58, 122 (1940).
2. C. M. Lederer, J. M. Hollander, I. Perlman, Table of Isotopes. New York, 1967 p. 1913.
3. O. C. Kistner, A. W. Sunyar, Phys. Rev., B295, 139 (1965).
4. T. Lindqvist, E. Heer. Nucl. Phys., 2, 680 (1957).
5. G. T. Ewan, R. L. Graham, J. S. Geiger, Nucl. Phys., 19, 221 (1960).
6. R. G. Albridge, D. C. Hall, Bulletin of the American Physical Society, 10, 224 (1965).
7. Таблицы коэффициентов внутренней конверсии γ -излучения на K и L оболочках. Сб. γ -лучи под ред. Слива, Изд. АН ССР, 1961, стр. 318.

122—14 կէվ ԿԱՍԿԱԴԻ ԱՆԿՅՈՒՆԱՅԻՆ ԿՈՐԵԼՅԱՑԻԱՅԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ Fe^{57} -ՈՒՄ

Վ. Մ. ՎԻՐԱԲՅԱՆ, Ս. Ս. ԴՈՒՐԳԱՐՅԱՆ, Ի. Լ. ԵԳԱՆՅԱՆ,
Ա. Գ. ՄԱԼՈՅԱՆ, Կ. Ի. ՓՅՈՒՍԿՅՈՒԼՅԱՆ

Նկարագրված է սպեկտրոմետր նախաառանված անկյունային կորելյացիաների մեթոդով հետազոտությունների կատարելու համար:

Զափված է անկյունային կորելյացիայի ֆունկցիան 122—14 կէվ կասկադի համար Fe^{57} -ում, որը հավասար է

$$W(\theta) = 1 - (0,024 \pm 0,002) P_2(\cos \theta).$$

Որոշված է $\delta = -0,13$ արժեքը, որը թույլ է տալիս սահմանել $M1 + (1,7 \pm 0,1)\% E2$ մոկոտիվային բաղադրությունը 122 կէվ անցման համար.

INVESTIGATION OF ANGULAR CORRELATION OF 122—14 keV CASCADE IN Fe^{57}

V. M. VIRABIAN, S. S. DURGARIAN, I. L. EGANIAN,
A. G. MALOIAN, K. I. PYUSKYULIAN

The spectrometer for γ -quanta cascade investigation by angular correlation technique is described. The function of angular correlation, $W(\theta) = 1 - (0,024 \pm 0,002) P_2(\cos \theta)$ of Fe^{57} was measured 122—14 KeV cascade.

The value of $\delta = -0,13$ was determined. This value corresponds to $M1 + (1,7 \pm 0,1)\% E2$ mixture in the transition of 122 keV cascade in Fe^{57} .

КОЛЬЦЕВОЙ ВОЛНОВОД В АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ

В. А. БАРЕГАМЯН

Рассмотрено распространение симметричных электрических и магнитных волн в кольцевом волноводе, погруженном в анизотропную среду. Тензор диэлектрической проницаемости такой среды считается диагональным и имеет два различных элемента. Получены дисперсионные уравнения обоих типов волн, которые исследованы в частных случаях.

Как в [1], кольцевым волноводом называем систему, состоящую из металлических цилиндров радиуса a , длиной $l - d$, расположенных на одной оси с периодом l . Считается, что металл цилиндров бесконечно тонкий и идеально проводящий и волновод имеет бесконечную длину.

Рассмотрим распространение электромагнитных волн в кольцевом волноводе, погруженном в безграничную анизотропную среду, являющуюся одноосным кристаллом. Тензор диэлектрической проницаемости имеет следующую форму

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_0 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_0 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Здесь мы используем цилиндрическую систему координат r, φ, z , полагая, что ось кольцевого волновода совпадает с осью z . Начало координат поместим в середине щели. В выбранной нами системе координат компоненты диэлектрической проницаемости имеют вид

$$\epsilon_{rr} = \epsilon_{\varphi\varphi} = \epsilon_0, \quad \epsilon_{zz} = \epsilon_z.$$

Остальные компоненты отсутствуют.

Для общности рассмотрения предполагаем, что волновод заполнен диэлектриком с проницаемостью ϵ_2 . Рассмотрим распространение аксиально-симметричных электромагнитных волн. В этом случае, когда $\frac{\partial}{\partial \varphi} \equiv 0$, электрические и магнитные волны разделяются.

Решая уравнения Максвелла для аксиально-симметричных магнитных и электрических волн с соответствующими граничными условиями, получим закономерности распространения этих волн в кольцевом волноводе, помещенном в анизотропную среду.

Компоненты электромагнитных волн в общем виде можем записать как

$$f(r, z, t) = \sum_n f_n(r) e^{i n z} e^{-i \omega t}. \quad (2)$$

Здесь учитывается периодичность структуры по оси z , $\gamma_n = \beta_0 + \frac{2\pi n}{l}$, n — номер пространственных гармоник, l — период структуры.

Для амплитуд Фурье-компонент аксиально-симметричных магнитных и электрических волн имеют место соответственно следующие волновые уравнения:

$$\frac{d^2 H_{zn1}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dH_{zn1}}{dr} + \left(\epsilon_0 k_0^2 - \gamma_n^2 - \frac{1}{r^2} \right) H_{zn1} = 0 \quad (3)$$

и

$$\frac{d^2 E_{zn1}}{dr^2} + \frac{1}{c} \frac{dE_{zn1}}{dr} + \left(\epsilon_0 k_0^2 - \frac{\epsilon_e}{\epsilon_0} \gamma_n^2 - \frac{1}{r^2} \right) E_{zn1} = 0, \quad (4)$$

где $k_0 = \frac{\omega}{c}$, ω — частота электромагнитной волны, c — скорость света. Индекс „1“ у компоненты показывает, что уравнения относятся к первой, то есть анизотропной среде, окружающей волновод.

Волновые уравнения магнитных и электрических волн для внутренней части волновода совпадают с (3) и (4), только в них заменяем ϵ_0 и ϵ_e на ϵ_2 .

Для внутренней части волновода решения ищем в виде: для волн электрического типа

$$E_{zn2} = a_n \Gamma_{2n}^2 J_0(\Gamma_{n2} r), \quad (5)$$

для волн магнитного типа

$$H_{zn2} = b_n \Gamma_{n2}^2 J_0(\Gamma_{n2} r). \quad (6)$$

Вне волновода имеем решения

$$E_{zn1} = c_n \Gamma_{n0}^{(2)} H_0^{(1)}(\Gamma_{ne} r), \quad (7)$$

$$H_{zn1} = d_n \Gamma_{n0}^2 H_0^{(1)}(\Gamma_{n0} r), \quad (8)$$

где J_0 и $H_0^{(1)}$ функции Бесселя и Ханкеля первого рода, а

$$\Gamma_{n2} = \sqrt{\epsilon_2 k_0^2 - \gamma_n^2}; \quad \Gamma_{n0} = \sqrt{\epsilon_0 k_0^2 - \gamma_n^2}; \quad \Gamma_{ne} = \sqrt{\epsilon_e k_0^2 - \frac{\epsilon_e}{\epsilon_0} \gamma_n^2}.$$

Остальные компоненты можно найти из уравнения Максвелла. Используя граничные условия в виде непрерывности тангенциальных составляющих электрического и магнитного поля на щелях и равенств нулю тангенциальных составляющих электрического поля при $r = a$, получим следующие соотношения между коэффициентами a_n , b_n , c_n , d_n :

$$c_n = \frac{\Gamma_{2n}^2}{\Gamma_{n0}^2} \cdot \frac{J_0(\Gamma_{n2} a)}{H_{n0}^{(1)}(\Gamma_{ne} a)} \cdot a_n; \quad d_n = \frac{\Gamma_{n2}}{\Gamma_{n0}} \cdot \frac{J_0^1(\Gamma_{n2} a)}{H_{n0}^{(1)'}(\Gamma_{n0} a)} b_n, \quad (9)$$

и систему уравнений для E -волн:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{|n|}{n} Z_n e^{i\gamma_n z} = \sum_{n=-1}^{\infty} \frac{|n|}{n} \chi_n^E Z_n e^{i\gamma_n z} \quad (\text{на кольцах}), \quad (10)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} Z_n e^{i\gamma_n z} = 0 \quad (\text{на щелях})$$

с дополнительным условием

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m \frac{Z_m}{\nu+m} = 0.$$

Аналогичное уравнение получается для H -волн:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} X_n e^{i\gamma_n z} = 0 \quad (\text{на кольцах}), \quad (11)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{|n|}{n} X_n e^{i\gamma_n z} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{|n|}{n} \chi_n^H X_n e^{i\gamma_n z}; \quad \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m \frac{X_m}{\nu+m} = 0 \quad (\text{на щелях})$$

В выражениях (9)–(11) приняты следующие обозначения:

$$\nu = \frac{\beta_0 l}{2\pi}; \quad \kappa = \frac{k_0 l}{2\pi} = \frac{l}{\lambda_0}; \quad \theta_n = \frac{l}{2\pi} \Gamma_{n2} J_0(\Gamma_{n2} a) a_n; \quad T_n = \frac{l}{2\pi} \Gamma_{n2} b_n J'_0(\Gamma_{n2} a);$$

$$F_k(z) = \frac{H_k^{(1)'}(z)}{H_k^{(1)}(z)}; \quad f_k(z) = \frac{J'_k(z)}{J_k(z)}; \quad t_n = \varepsilon_2 f_0(\Gamma_{n2} a) - \varepsilon_0 \frac{\Gamma_{n2} \Gamma_{n0}}{\Gamma_{n0}^2} F_0(\Gamma_{n2} a);$$

$$Z_n = (\nu + n) t_n \theta_n; \quad X_n = (\nu + n) T_n; \quad \chi_n^{H, E} = 1 + \frac{|n|}{n} \xi_n^{H, E}; \quad (12)$$

$$\xi_n^H = \frac{1}{2} \frac{|\nu+n|}{\nu+n} \left[\frac{1}{f_0(\Gamma_{n2} a)} \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \kappa^2}{(\nu+n)^2} - 1} - \frac{1}{F_0(\Gamma_{n0} a)} \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \kappa^2}{(\nu+n)^2} - 1} \right];$$

$$\xi_n^E = \frac{|\nu+n|}{\nu+n} \cdot \frac{1}{t_n} (\varepsilon_2 + \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_e}) \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \kappa^2}{(\nu+n)^2} - 1}.$$

Используя метод Римана-Гильберта, приведенный в [1], решения системы уравнений (10) и (11) запишем в виде

$$Z_m \tilde{R}_\sigma = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \chi_n^E \tilde{K}_n^m Z_n; \quad m = 0; \pm 1; \pm 2; \pm 3; \dots, \quad (13)$$

где коэффициенты $\tilde{R}_\sigma$ и K_m^n зависят от аргумента $\nu = -\cos \frac{\pi d}{l}$, а их выражения приведены в [2].

Решения систем уравнений для H -волн имеют вид

$$X_m \tilde{R}_\nu = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \chi_n^H \tilde{K}_m^n X_n \quad m = 0; \pm 1; \pm 2; \pm 3; \dots, \quad (14)$$

где $\tilde{R}_\sigma$ и K_m^n зависят от аргумента $u = \cos \frac{\pi d}{l}$.

Полученные решения (13) и (14) являются однородными линейными алгебраическими уравнениями относительно коэффициентов a_n и b_n . Число уравнений бесконечно и как известно решение таких систем

отличается от нуля, если определитель системы уравнений равняется нулю.

Обычно удовлетворяются тем или иным приближением, беря число пространственных гармоник ограниченным, то есть полагая, что $\chi_n^H = 0$, $\chi_n^E = 0$ при $n > N$.

Определители систем тоже будут ограниченными и имеют $2N+1$ столбцов и столько же строк. Усеченные уравнения и дисперсионные уравнения обеих волн можно решить на ЭВМ. Корни дисперсионных уравнений для β_0 дают всевозможные распространяющиеся E и H волны в таком волноводе.

Рассмотрим некоторые частные случаи, полагая, что при $n \neq 0$ для всех пространственных гармоник $\chi_n^E = 0$ и $\chi_n^H = 0$. Тогда из уравнения (13) получим дисперсионное уравнение для симметричных E -волн

$$Z_0 \tilde{R}_\sigma = \chi_\sigma^E \tilde{K}_0^0 Z_0,$$

отсюда

$$\nu \tilde{\epsilon}_0^E \ln \frac{1-u}{2} = 1. \quad (15)$$

Здесь учитываем, что при малых $\nu \tilde{K}_0^0 = -\frac{1}{2} \ln \frac{1-u}{2}$, а $\tilde{R}_\sigma - \tilde{K}_0^0 = -\frac{1}{2\nu}$. Вспоминая обозначения для ν , нетрудно заметить, что здесь

речь идет о распространении таких волн, длина которых намного больше периода структуры. Поэтому формула (15) называется дисперсионным уравнением симметричных электрических волн в длинноволновом приближении. Аналогичное уравнение можно получить для симметричных магнитных волн:

$$\nu \tilde{\epsilon}_0^H \ln \frac{1+u}{2} = 1. \quad (16)$$

Перейдем к исследованию дисперсионных уравнений полагая, что обе среды не имеют потерь.

Как видно из (5)–(8), волны в данной системе распространяются без затухания, если продольное волновое число γ_n является действительной величиной. Значения поперечных волновых чисел Γ_{n2} , Γ_{n0} и Γ_{ne} получим из решения дисперсионного уравнения, и, следовательно, задача сводится к отысканию β_0 . Заметим, что безразмерный параметр ν для распространяющейся нулевой пространственной гармоники является положительным.

Используя рекуррентную формулу для цилиндрических функций, для f_0 и F_0 имеем

$$f_0(z) = -\frac{J_1(z)}{J_0(z)}; \quad F_0(z) = \frac{H_1^{(1)}(z)}{H_0^{(1)}(z)}.$$

Рассмотрим некоторые частные случаи:

а) Когда аргументы бесселевых функций положительные и большие, то есть $|\Gamma_{n2}a| \gg 1$, $|\Gamma_{n0}a| \gg 1$ и $|\Gamma_{ne}a| \gg 1$, тогда имеем

$$f_0(z) = -\operatorname{tg}\left(z - \frac{\pi}{4}\right) \text{ и } F_0(z) = i.$$

В этом случае дисперсионные уравнения (15) и (16) для симметричных E и H типов волн для кольцевого волновода имеют вид: Для H -волн

$$\left[i \sqrt{\varepsilon_0 x^2 - y^2} - \frac{\sqrt{\varepsilon_2 x^2 - y^2}}{\operatorname{tg}\left(\Gamma_{02} a - \frac{\pi}{4}\right)} \right] \ln \frac{1+u}{2} = 1. \quad (17)$$

Для E -волн

$$(\varepsilon_2 + \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_2} \sqrt{\varepsilon_2 x^2 - y^2} \ln \frac{1-u}{2} = i \varepsilon_0 \frac{\Gamma_{02}}{\Gamma_{00}^2} - \varepsilon_2 \operatorname{tg}\left(\Gamma_{02} a - \frac{\pi}{4}\right). \quad (18)$$

Если волновод отсутствует, тогда $u = \cos \frac{\pi d}{l} = -1$ и дисперсионные уравнения (17) и (18) для диэлектрического волновода, помещенного в анизотропную среду, принимают следующий вид:

$$\operatorname{tg}\left(\Gamma_{02} a - \frac{\pi}{4}\right) = -i \frac{\sqrt{\varepsilon_2 x^2 - y^2}}{\sqrt{\varepsilon_0 x^2 - y^2}}, \quad (17a)$$

$$\operatorname{tg}\left(\Gamma_{02} a - \frac{\pi}{4}\right) = i \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_2} \frac{\Gamma_{02}}{\Gamma_{00}^2}. \quad (18a)$$

При соответствующем выборе параметров эти формулы переходят в формулы, приведенные в [4], в § 9.15.

б) Когда аргументы бесселевых функций малы, то есть $|\Gamma_{n2} a| \ll \Gamma_{n0} a \ll 1$, $|\Gamma_{ne} a| \ll 1$, тогда имеем

$$F_0(z) = -\frac{1}{z \ln \frac{2}{\gamma z}}; \quad f_0(z) = -\frac{z}{2},$$

где $\gamma = 1,7811$ — постоянная Эйлера,

В этом случае дисперсионные уравнения принимают следующий вид: для H -волн

$$\frac{l}{2\pi} \left[a \Gamma_{00}^2 \ln \frac{2}{\gamma \Gamma_{00} a} - \frac{2}{a} \right] \ln \frac{1+u}{2} = 1, \quad (19)$$

для E -волн

$$\frac{\varepsilon_0}{a \Gamma_{00}^2 \ln \frac{2}{\gamma \Gamma_{0e} a}} = \frac{l}{2\pi} (\varepsilon_2 + \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_2}) \ln \frac{1-u}{2} + \frac{\varepsilon_2 a}{2}. \quad (20)$$

Мы исследовали дисперсионные уравнения только в длинноволновом приближении. Среда, имеющая тензор диэлектрической проницаемости, подобный (1), также может быть искусственной средой, состоящей из периодичности чередующихся вдоль оси волновода двух изотропных диэлектриков с разной диэлектрической проницаемостью, при усло-

вии, когда сумма толщин двух соседних слоев меньше, чем длина волны в данной среде.

Ереванский государственный
университет

Поступила 15.III.1971.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Э. С. Айранович, В. П. Шестополов, ЖТФ, 34, 11 (1964).
2. В. А. Барегамян, сб. Радиотехника, вып. 4, Изд. ХГУ, 1967.
3. Н. Н. Смирнов, ЖТФ, 28, 7 (1958).
4. Дж. Стреттон, Теория электромагнетизма, ОГИЗ, 1948.

ՕՂԱԿԱՅԻՆ ԱԼԻՔԱՏԱՐ ԱՆԻՉՈՏՐՈՊ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Վ. Ա. ԲԱՐԵԳԱՄՅԱՆ

Դիտարկված է սիմետրիկ էլեկտրական և մագնիսական ալիքների տարածումն անիզոտրոպ միջավայրում տեղավորված օղակալին ալիքատարում, Այդպիսի միջավայրի դիէլեկտրիկ թափանցելիության տենզորը համարվում է անկյունագծալին և բաղկացած է երկու էլեմենտից: Երկու տիպի ալիքների համար ստացված են դիսպերսիոն հավասարումներ, որոնք հետազոտված են մասնավոր դեպքերում: Օղակալին ալիքատար է համարվում միևնույն առանցքի վրա պարերերաբար դասավորված վերջավոր երկարությամբ իդեալական հաղորդիչ մետաղից պատրաստված գլանների սխեման:

CIRCULAR WAVEGUIDE IN AN ANISOTROPIC MEDIUM

U. A. BAREGHAMIAN

The propagation of symmetric electrical and magnetic waves in a waveguide immersed into an anisotropic medium is studied. The dielectric tensor of such a medium is considered diagonal and having two different elements. Dispersion equations for both types of waves are obtained and are investigated in special cases.

К ТЕОРИИ ЭФФЕКТА ДОППЛЕРА В ВОЛНОВОДЕ

К. А. БАРСУКОВ, Э. Д. ГАЗАЗЯН, Э. М. ЛАЗИЕВ

Рассмотрен эффект Допплера в волноводе с модулированным по плотности электронным пучком, раскачиваемым мощным электромагнитным полем. Получены условия излучения доплеровских частот при движении пучка вдоль волны накачки и навстречу ей.

Теория эффекта Допплера для движущегося одиночного точечного осциллятора была достаточно подробно изложена в работе [1]. Вместе с тем для экспериментальной проверки полученных там соотношений необходим источник достаточной мощности. Таким источником может служить, например, модулированный электронный пучок, раскачиваемый достаточно мощным электрическим или магнитным полем. Ниже излагается теория этого эффекта.

1. Рассмотрим произвольный цилиндрический волновод с идеально проводящими стенками, заполненный диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ϵ . Параллельно оси z волновода равномерно со скоростью v движется линейная система заряженных точечных сгустков с суммарным зарядом в каждом сгустке равным Q и с расстоянием между сгустками равным l . Пусть пучок раскачивается внешним электрическим или магнитным полем с частотой Ω . Поляризация этого пучка

$$\vec{P} = \vec{P}_0 \sum_{k=-N}^{k=N} \delta(z - vt + kl) \delta(x - x_0) \delta(y - y_0) \cos(\omega_0 t + k\delta), \quad (1)$$

где ω_0 частота колебаний пучка, δ — величина фазового сдвига колебаний отдельных сгустков в пучке и $2N + 1$ — число сгустков в пучке.

Величина $\vec{P}_0$ определяется направлением и интенсивностью внешнего поля. Заметим, что эффект, связанный с излучением Вавилова-Черенкова, в такой системе был рассмотрен в [2] и ниже затрагиваться не будет.

Фурье-представление поляризации пучка можно записать в следующем виде

$$\vec{P}_\omega = \frac{\vec{P}_0}{4\pi^2 v} \frac{\sin \left[\left(N + \frac{1}{2} \right) \varphi_\pm \right]}{\sin \frac{\varphi_\pm}{2}} e^{i x_\pm z} \delta(x - x_0) \delta(y - y_0), \quad (2)$$

где $\varphi_\pm = x_\pm l \pm \delta$, $x_\pm = \frac{\omega \pm \omega_0}{v}$ и справа подразумевается сумма двух слагаемых, в первом из которых всюду берется верхний знак, а во втором — нижний.

Для определенности рассмотрим далее возбуждение гармонических колебаний в пучке с помощью бегущей вдоль волновода волны, которую будем называть волной накачки. Пусть это будет s -мода волны

$$E_z^{(0)} = A_0 \psi_s(x, y) e^{\pm \gamma_s^{(0)} z + i \Omega t}, \quad (3)$$

где $\gamma_s^{(0)} = \sqrt{\frac{\Omega^2}{c^2} \varepsilon - \lambda_s^2}$ и $\psi_s(x, y)$, λ_s — собственная функция и собственное значение первой краевой задачи для поперечного сечения волновода. Знак плюс или минус в (3) определяет направление распространения волны накачки. Заметим, что предлагаемый способ раскачки гармонических колебаний в пучке отнюдь не является единственным. Эти колебания могут быть созданы прохождением пучка через систему статических электрических или магнитных полей, наличием различных периодических неоднородностей на пути пучка и т. д.

С помощью простых соображений можно показать, что собственная частота колебаний пучка ω_0 и фазовый сдвиг δ определяются соотношениями:

$$\omega_0 = |\Omega \pm \gamma_s^{(0)} v|, \quad \delta = \pm \gamma_s^{(0)} l, \quad (4)$$

где верхние и нижние знаки связаны соответственно с верхними и нижними знаками в (3). В этом случае при $N \rightarrow \infty$ спектр частот, которые могут излучаться пучком, как это видно из (2), становится дискретным и определяется следующей простой формулой:

$$\omega = \Omega + 2k\omega_1, \quad (5)$$

где $\omega_1 = \pi v/l$.

2. Исследование доплеровского спектра излучения пучка начнем с простейшего случая s -ой волны ТМ. Спектр доплеровского излучения определяется соотношением [1]

$$\omega = \omega_0 \pm \gamma_s v \quad (6)$$

для нормального и

$$\omega = -\omega_0 + \gamma_s v \quad (7)$$

для аномального эффекта Доплера, причем $\gamma_s = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - \lambda_s^2}$ и знак плюс у γ_s в (6) соответствует излучению, направленному вдоль скорости пучка, минус — в противоположном направлении. Доплеровские частоты (7) могут излучаться только в направлении движения пучка. Пучок будет излучать доплеровскую частоту, если ω одновременно удовлетворяет уравнению (6) или (7). Для простоты рассмотрим случай отсутствия дисперсии у диэлектрика, что, как правило, имеет место в радиочастотном диапазоне. Здесь могут представиться следующие возможности.

а. Волна накачки распространяется навстречу пучку. Собственная частота колебаний пучка ω_0 удовлетворяет теперь уравнению

$$\omega_0 = \Omega + \gamma_s^{(0)} v \quad (8)$$

Если в формуле (5) положить $k = 0$, то нетрудно видеть, что Ω является корнем уравнения (6) при выборе у γ_s в (6) нижнего знака. Таким образом пучок излучает единственную нормальную доплеровскую частоту Ω в направлении своей скорости. Однако на фоне сильного поля волны накачки это излучение вряд ли может быть замечено. При $\beta^2 \varepsilon < 1$ все излучение пучка на s -ой моде сведется к излучению этой частоты.

При $\beta^2 \varepsilon > 1$ реализуются условия для излучения аномальной доплеровской частоты. Условие совместности уравнений (5) и (7), как не трудно показать, имеет вид

$$\Omega(k) = \beta \sqrt{\omega_1^2 k^2 \varepsilon + \frac{\lambda_s^2 \varepsilon^2}{\beta^2 \varepsilon - 1}} - k \omega_1, \quad (9)$$

где $k = 1, 2, 3, \dots$,

и собственная частота колебаний пучка выражается соотношением

$$\omega_0 = k \omega_1 (\beta^2 \varepsilon - 1). \quad (10)$$

Посмотрим каково будет излучение пучка при изменении частоты накачки, начиная с критической для s -ой моды волны ТМ. При возрастании частоты накачки от значения $\Omega_k = c \lambda_s^{(0)} / \sqrt{\varepsilon}$ первая доплеровская частота

$$\omega_1' = \Omega + 2k_1 \omega_1$$

появится при $\Omega(k)$, где k_1 — ближайшее целое число (по избытку) к числу

$$\frac{c \lambda_s}{\omega_1 \sqrt{\varepsilon (\beta^2 \varepsilon - 1)}}.$$

При дальнейшем увеличении Ω в спектре излучения пучка будут появляться доплеровские частоты, определяемые (5) при значениях k , когда правая часть соотношения

$$k = \frac{\Omega \pm \beta \sqrt{\Omega^2 \varepsilon - c \lambda_s^2}}{(\beta^2 \varepsilon - 1) \omega_1} \quad (11)$$

является целым положительным числом.

Например, при релятивистском движении пучка ($\beta = 1$) в круглом волноводе радиуса $R = 2,4$ см, $\varepsilon = 4$ и $\omega_1 = 10^{10}$ /сек излучение впервые появится при $k = 1$ при частоте накачки на волне E_{01} $\Omega = 1,64 \cdot 10^{10}$ /сек, причем в этом случае доплеровская частота равна $3,64 \cdot 10^{10}$ /сек при собственной частоте сгустка равной $\omega_0 = 3 \cdot 10^{10}$ /сек. Следующая доплеровская частота появится при $\Omega = 2,35 \cdot 10^{10}$ /сек и равна $\omega = 6,35 \cdot 10^{10}$ /сек при собственной частоте колебаний сгустков $6,0 \cdot 10^{10}$ /сек и т. д.

б. Пусть теперь волна накачки распространяется вдоль движения пучка и собственная частота ω_0 удовлетворяет уравнению

$$\omega_0 = \Omega - \gamma_s^{(0)} v. \quad (12)$$

Рассмотрим тот случай, когда вследствие эффекта Доплера возбуждается другая (n -ая) мода. Пусть эта мода будет высшей по сравнению с s ($n > s$). По формуле Доплера для волновода

$$\frac{\omega - \omega_0}{v} = \gamma_n, \quad (13)$$

где $\gamma_n = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - \lambda_n^2}$. Поскольку λ_n — корень уравнения $\psi_n(x, y) = 0$, а λ_s — уравнения $\psi_s(x, y) = 0$, то можно записать

$$\lambda_n = \alpha_{ns} \lambda_s, \quad \text{где } \alpha_{ns} > 1. \quad (14)$$

Из условия совместности (5), (12) и (13) получаем следующие выражения для Ω , ω_0 и λ_s :

$$\Omega = \omega_1 \left[-(k_1 + k_2) \pm \sqrt{\frac{\alpha_{ns}^2 (k_1 + k_2)^2 - (k_1 - k_2)^2}{(\alpha_{ns}^2 - 1) \beta^2 \varepsilon}} \right], \quad (15)$$

$$\omega_0 = \pm (1 - \beta^2 \varepsilon) \omega_1 \sqrt{\frac{\alpha_{ns}^2 (k_1 + k_2)^2 - (k_1 - k_2)^2}{(\alpha_{ns}^2 - 1) \beta^2 \varepsilon}}, \quad (16)$$

$$\lambda_s^2 = 4\omega_1^2 \frac{1 - \beta^2 \varepsilon}{\alpha_{ns}^2 - 1} \frac{k_1 k_2}{\beta^2 c^2}; \quad k_1 k_2 > 0, \quad (17)$$

где k_1 и k_2 равны 0, ± 1 , $\pm 2, \dots$.

Из (16) видно, что при $1 - \beta^2 \varepsilon > 0$ в (15) нужно оставить лишь верхний знак, тогда как при $1 - \beta^2 \varepsilon < 0$ только нижний знак. Отметим сразу, что в пустом волноводе ($\varepsilon = 1$) в формулах (15) — (17) нужно сохранить лишь верхние знаки.

МГПИ им. В. И. Ленина,

Ереванский физический институт

Поступила 8.VI.1971

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Л. Г. Нарышкина, К. А. Барсуков, ЖТФ, 88, 444 (1963).
2. Э. Д. Газазян, Э. М. Лазиев, Изв. АН АрмССР, сер. физ.-мат. науки, XVI, № 2 (1963).

ԱՆԻՔԱՏԱՐՈՒՄ ԴՈՊԼԵՐԻ ԷՖԵԿՏԻ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Կ. Ա. ԲԱՐՍՈՒԿՈՎ, Է. Դ. ԳԱԶԱԶՅԱՆ, Է. Մ. ԼԱԶԻԵՎ

Դիտարկված է դոպլերի էֆեկտը հզոր էլեկտրամագնիսական դաշտում տատանվող, խտության մոդալացված էլեկտրոնային փնջով արթնատարում:

Ստացված են դոպլերյան հաճախությունների ճառագայթման պայմանները երբ փնջը շարժվում է միմյան արթի տարածման ուղղությամբ և հակառակ ուղղությամբ:

ON THE DOPPLER EFFECT THEORY IN A WAVEGUIDE

K. A. BARSUKOV, E. D. GAZAZIAN, E. M. LAZIEV

The Doppler effect in a waveguide with density modulated electron beam pumped by strong electromagnetic field has been studied.

The conditions of Doppler frequencies for the beam moving in the direction of pumping wave and in the opposite direction are obtained.

ИЗЛУЧЕНИЕ ОСЦИЛЛИРУЮЩЕГО ЗАРЯДА, ПЕРЕСЕКАЮЩЕГО ГРАНИЦУ РАЗДЕЛА ДВУХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

Ф. А. КОСТЯНЯН, О. С. МЕРГЕЛЯН

В работе рассматривается переходное излучение заряда, на равномерное движение которого накладываются гармонические колебания. Заряд пересекает границу раздела двух диэлектрических сред, расположенную перпендикулярно постоянной слагающей скорости осциллятора. Найдены поля излучения и поток энергии в обеих средах.

Как известно, при пересечении равномерно движущимся зарядом границы раздела двух сред возникает переходное излучение [1]. Свойства этого излучения хорошо изучены в целом ряде работ (см. [2] и приведенную там литературу). С другой стороны, излучение неравномерно движущихся зарядов, например, в ондуляторах представляет известный интерес с точки зрения возможности генерации электромагнитного излучения [3] и регистрации энергии релятивистских частиц [4]. В этой связи представляется целесообразным изучение переходного излучения, испущенного равномерно движущейся заряженной частицей, совершающей гармонические колебания. В более общей постановке (произвольное движение заряда) задача решалась в [7], где были найдены потенциалы полей излучения. Нашей целью является полное рассмотрение конкретного случая, когда на равномерное движение заряда накладываются осцилляции, и исследование особенностей излучения такого заряда при пересечении им границы раздела двух диэлектрических сред.

Пусть заряд q , совершающий гармонические колебания с частотой Ω и с амплитудой $\vec{l} = (l_x, l_y, l_z)$, движется со скоростью $\vec{v} = \vec{e}_z v$. Плоскость $z = 0$ разделяет немагнитные ($\mu = 1$) среды с диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 , занимающие полупространства $z < 0$ и $z > 0$ соответственно. Электрическое поле такого заряда в безграничной диэлектрической среде можно представить в виде [5, 6]

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \sum_{s=-\infty}^{\infty} \int \frac{a_s}{\epsilon} \frac{e^{\frac{i\omega v_s}{c^2} - \vec{k}_s \cdot \vec{r}}}{k_z^2 - \epsilon \frac{\omega^2}{c^2}} e^{i(\vec{k}_s \cdot \vec{r} - \omega t)} dk_x dk_y d\omega, \quad (1)$$

где

$$a_s = \frac{iq}{2\pi^2 v} (-i)^s J_s(\vec{k}_s \vec{l}),$$

$$\vec{v}_s = \vec{e}_z v - \frac{\vec{l}}{k_s l} \Omega_s, \quad (2)$$

$$\vec{k}_s = \hat{e}_x k_x + \hat{e}_y k_y + \hat{e}_z \frac{\omega_s}{v}, \quad \omega_s = \omega + \Omega_s,$$

J_s — функция Бесселя:

Наличие границы раздела приводит к появлению добавочных полей, являющихся решениями соответствующих однородных уравнений Максвелла, которые мы ищем в виде

$$\vec{E}_{1,2}(\vec{r}, t) = \sum_{s=-\infty}^{\infty} \int dk_x dk_y d\omega \vec{E}_{1,2s} e^{i(\vec{r} \cdot \vec{k} \mp \lambda_{1,2} z - \omega t)}, \quad (3)$$

где индексы 1 и 2 относятся к полям в первой и второй средах, причем

$$\vec{x} = \hat{e}_x k_x + \hat{e}_y k_y, \quad \lambda_{1,2} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{1,2} - x^2}. \quad (4)$$

Приравнивая тангенциальные компоненты полного поля в первой и во второй среде и нормальные компоненты индукции $\vec{D}$ на границе $z=0$ и используя условие поперечности свободного поля

$$x \vec{E}_{1,2sz}(\vec{x}, \omega) = \pm \lambda_{1,2} \vec{E}_{1,2sz}(\vec{x}, \omega), \quad (5)$$

получим для амплитуд $\vec{E}_{1,2}$ свободных полей следующие выражения:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{1,2sz}(\vec{x}, \omega) = \sum_{l=1}^2 (-1)^{l+1} \beta_s g_{ls}^{-1} \left(\frac{\epsilon_{2,1}}{\epsilon_l} \mp \lambda_{2,1} \frac{v}{\omega_s} \right) \times \\ \times \left(x^2 + \frac{\Omega_s}{\omega} \epsilon_l \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\vec{x} \vec{l}}{k_s l} \right), \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \vec{E}_{1,2st}(\vec{x}, \omega) = \sum_{l=1}^2 (-1)^{l+1} \beta_s g_{ls}^{-1} \left\{ \pm x \lambda_{1,2} \left(\frac{\epsilon_{2,1}}{\epsilon_l} \mp \lambda_{2,1} \frac{v}{\omega_s} \right) + \right. \\ \left. + \frac{\Omega_s \omega_s}{\omega v} \left(1 \mp \lambda_{2,1} \frac{v}{\omega_s} \right) \frac{1}{k_s l} \left[x(\vec{x} \vec{l}) \left(1 \pm \lambda_{1,2} \frac{v}{\omega_s} \right) - \vec{l}_t (x^2 + \lambda_1 \lambda_2) \right] \right\}, \end{aligned}$$

где

$$g_{ls} = k_s^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_l, \quad (7)$$

$$\beta_s = \frac{a_s}{\epsilon_2 \lambda_1 + \epsilon_1 \lambda_2}, \quad \vec{l}_t = \hat{e}_x l_x + \hat{e}_y l_y.$$

Заметим, что поля $\vec{E}_{1,2}(\vec{x}, \omega)$ переходят друг в друга при заменах $\epsilon_1 \leftrightarrow \epsilon_2$, $\lambda_1 \leftrightarrow -\lambda_2$.

Для получения частотного спектра полей введем сферическую систему координат R, ϑ, φ ,

$$z = R \cos \vartheta, \quad x = R \sin \vartheta \cos \varphi, \quad y = R \sin \vartheta \sin \varphi, \quad (8)$$

и проведем интегрирование по k_x и k_y . Значения интегралов (3) с Фурье-компонентами (6), описывающими поля переходного излучения, ищем методом перевала [2]. Точками перевала будут

$$(k_x)_{1,2} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{1,2}} \sin \vartheta \cos \varphi, \quad (9)$$

$$(k_y)_{1,2} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{1,2}} \sin \vartheta \sin \varphi,$$

где индексы 1 и 2 относятся к областям $z < 0$ и $z > 0$ соответственно. Для полей переходного излучения назад и вперед получаются следующие выражения:

$$\begin{aligned} \vec{E}'_{1,2sz}(\vec{x}', \omega) = & \frac{1}{\pi R} \sum_{l=1}^2 (-1)^{l+1} \beta_{s'} (g'_{ls})^{-1} \left(\frac{\varepsilon_{2,l}}{\varepsilon_l} \mp \lambda'_{2,l} \frac{v}{\omega_s} \right) \times \\ & \times \left[(\vec{x}')^2 + \frac{\Omega_s}{\omega} \varepsilon_l \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\vec{x}' \cdot \vec{l}}{k'_s l} \right], \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\beta_{s'} = \frac{q(-i)^s \int_s (\vec{k}'_s \cdot \vec{l}) \cos \varphi}{v \left(\varepsilon_2 \sqrt{1 - \frac{\varepsilon'_j}{\varepsilon_1} \sin^2 \vartheta} + \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2} \sqrt{1 - \frac{\varepsilon'_j}{\varepsilon_2} \sin^2 \vartheta} \right)}, \quad (11)$$

$$g'_{ls} = -\frac{\omega^2}{v^2} (\xi_{ls}^2 - \varepsilon'_j \beta^2 \sin^2 \vartheta), \quad (12)$$

$$\lambda'_{kl} = \frac{\omega}{c} \varepsilon_k \sqrt{1 - \frac{\varepsilon'_j}{\varepsilon_k} \sin^2 \vartheta}, \quad (k=1, 2), \quad (13)$$

$$\vec{k}'_s = \left(\frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon'_j} \sin \vartheta \cos \varphi, \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon'_j} \sin \vartheta \sin \varphi, \frac{\omega_s}{v} \right), \quad (14)$$

$$\varepsilon'_j = \varepsilon_1, \quad \varepsilon'_j = \varepsilon_2, \quad \xi_{ls}^2 = \varepsilon_{ls} \beta^2 - \frac{\omega_s^2}{\omega^2}, \quad \beta = \frac{v}{c}, \quad (15)$$

Вследствие наличия полюсов в подынтегральных выражениях (3), необходимо учесть вклады в интегралы (3) от вычетов в соответствующих точках. Выражение $\vec{E}'_{1s}(\vec{x}, \omega)$ имеют два полюса в точках

$$g_{1,s} = 0, \quad g_{2,s} = 0. \quad (16)$$

Первый полюс дает вклад в интеграл при выполнении условия

$$0 \leq \beta^2 \varepsilon_1 - \frac{\omega_s^2}{\omega^2} \leq \beta^2 \varepsilon_1 \sin^2 \vartheta. \quad (17)$$

Этот вклад описывает поле $\vec{E}_{1s}$, излученное осциллятором в среде ϵ_1 до подхода к границе и отраженное от нее. Левое неравенство (17) есть обычное условие излучения в безграничной среде, а правое определяет угловое распределение отраженного излучения.

Вклад в интеграл, обязанный полюсу $g_{2s} = 0$, описывает поле $\vec{E}_{1s}$ излучения осциллятора в области $z > 0$, направленное назад и преломленное в область $z < 0$. Этот полюс работает при выполнении условия

$$0 \leq \beta^2 \epsilon_2 - \frac{\omega_s^2}{\omega^2} \leq \beta^2 \epsilon_1 \sin^2 \vartheta. \quad (18)$$

Левое неравенство, как и в (17), есть условие излучения в среде ϵ_2 , а правое определяет область распространения преломленных волн (заметим, что оно соответствует закону преломления волны из области $z > 0$ в область $z < 0$).

Подынтегральное выражение в $\vec{E}_2(\vec{r}, t)$ также имеет полюсы в точках (16). Первый из них $g_{1s} = 0$ определяет поле $\vec{E}_{2s}$ излучения, преломленного из среды ϵ_1 в область $z > 0$, которое имеет место при

$$0 \leq \beta^2 \epsilon_1 - \frac{\omega_s^2}{\omega^2} \leq \beta^2 \epsilon_2 \sin^2 \vartheta. \quad (19)$$

Второй полюс $g_{2s} = 0$ дает вклад в интеграл при выполнении условий

$$0 \leq \beta^2 \epsilon_2 - \frac{\omega_s^2}{\omega^2} \leq \beta^2 \epsilon_1 \sin^2 \vartheta. \quad (20)$$

Этот вклад в сумме с собственным полем осциллятора в области $z > 0$ описывает излучение осциллятора в среде ϵ_2 , которое имеет место в угловом интервале

$$\sin^2 \vartheta \leq 1 - \frac{1}{\beta^2 \epsilon_2} \frac{\omega_s^2}{\omega^2}. \quad (21)$$

Это связано с тем, что собственное излучение осциллятора в среде ϵ_2 начинается от точки $z = 0$. Поля $\vec{E}_{1s}$ описываются формулами

$$\begin{aligned} \vec{E}_{1s}^i(\vec{r}_{1s}, \omega) = & \frac{\beta_{1s}^i (-1)^{i+1}}{g_{1s} V \bar{R}} \left\{ \pm \vec{r}_{1s} \lambda_{1,2}^i \left(\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \mp \lambda_{2,1}^i \frac{v}{\omega_s} \right) + \right. \\ & + \frac{\Omega_s \omega_s}{\omega v} \frac{1}{\vec{k}_{1s} \vec{l}} \left(1 \mp \lambda_{2,1}^i \frac{v}{\omega_s} \right) \left[\vec{r}_{1s} (\vec{r}_{1s} \vec{l}) \left(1 \pm \lambda_{1,2}^i \frac{v}{\omega_s} \right) - \right. \\ & \left. \left. - \vec{l} (\vec{r}_{1s} + \lambda_{1,2}^i \vec{l}) \right] \right\} \exp \left\{ i \frac{\omega}{v} \xi_{1s} R \sin \vartheta + \lambda_{1,2}^i R \cos \vartheta \right\}, \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \vec{E}_{1,2sz}^i(\vec{x}_{ls}, \omega) = \frac{\beta_{iso}^i (-1)^{i+1}}{g_{iso} \sqrt{R}} \left[\frac{\varepsilon_{2,1}}{\varepsilon_i} \mp \lambda_{2,1}^i \frac{v}{\omega_s} \right] \left[(\vec{x}_{ls}^0)^2 + \frac{\Omega_s}{\omega} \varepsilon_i \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\vec{x}_{ls}^0 \vec{l}}{\vec{k}_{ls} \vec{l}} \right] \times \\ \times \exp \left\{ i \frac{\omega}{v} \xi_{ls} R \sin \vartheta + \lambda_{1,2}^i R \cos \vartheta \right\}, \end{aligned}$$

где

$$\beta_{so}^{1,2} = \frac{iq(-i)^s J_s(\vec{k}_{1,2s} \vec{l})}{2\pi^2 \varepsilon_{2,1} \omega \left(\frac{\omega_s}{\omega} + \sqrt{\beta_{\varepsilon_{2,1}}^2 - \xi_{1,2s}^2} \right)}, \quad (23)$$

$$g_{iso}^{-1} = \sqrt{\frac{2\pi^2 i}{\sin \vartheta \frac{\omega}{v} \xi_{ls}}}, \quad (24)$$

$$\lambda_{1,2}^i = \frac{\omega}{v} \sqrt{\beta_{\varepsilon_{1,2}}^2 - \xi_{js}^2}, \quad (25)$$

$$\vec{k}_{ls} = \left(\frac{\omega}{v} \xi_{ls} \cos \varphi, \frac{\omega}{v} \xi_{ls} \sin \varphi, \frac{\omega_s}{v} \right), \quad (26)$$

Поток энергии s -й гармоники переходного излучения назад в единичном телесном угле 0 можно представить в следующем виде:

$$\frac{dI_s}{d\Omega} = \int \frac{c \sqrt{\varepsilon_1}}{2} |\vec{E}_{\omega s}'|^2 d\omega, \quad (27)$$

где

$$\begin{aligned} |\vec{E}_{\omega s}'|^2 = \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)^2 (\beta_{js}')^2}{g_{1s}^2 g_{2s}^2} \left\{ \varepsilon_1 \frac{\omega^2}{c^2} (x')^{-2} \left[\frac{x'^2}{\varepsilon_1} \left(g_{2s}^2 - \varepsilon_1 \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \lambda_{2,1}' \frac{v}{\omega_s} \right) \right) - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{\Omega_s}{\omega} \frac{\vec{x}' \vec{l}}{k_s \vec{l}} \varepsilon_1 \frac{\omega^2}{c^2} \left(\varepsilon_2 \frac{\omega^2}{c^2} - \lambda_{2,1}' \frac{v}{\omega_s} x^2 - \lambda_{2,1}' \frac{\omega_s}{v} \right) \right]^2 + \right. \\ \left. + \left(\frac{\Omega_s}{\omega} \right)^2 \frac{\omega_s^2}{v^2} \frac{\omega^4}{c^4} \left(1 - \lambda_{2,1}' \frac{v}{\omega_s} \right)^2 \left[l_i^2 - \frac{(\vec{x}' \vec{l})^2}{x^2} \right] \frac{(\vec{x}'^2 + \lambda_{1,2}' \lambda_{2,1}')^2}{(\vec{k}_s \vec{l})^2} \right\}. \end{aligned} \quad (28)$$

Поток переходного излучения вперед получается из приведенных формул заменой $\varepsilon_{1,2} \leftrightarrow \varepsilon_{2,1}$ и $\lambda_{2,1}' \leftrightarrow -\lambda_{1,2}'$. Заметим, что в потоке энергии присутствует член, пропорциональный $\left(\frac{\Omega_s}{\omega} \right)^4$.

Поток энергии излучения, появляющегося из-за наличия полюсов в подынтегральных выражениях для полей, запишем в виде (s -я гармоника)

$$\frac{dW_{ls}^i}{dz} = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{\rho c^2 \omega_s}{\omega} \frac{1}{v \cos \vartheta} |\vec{E}_{ls}'|^2 d\omega d\varphi, \quad (29)$$

где

$$\vec{E}_{is}^j = E_{isz}^i \hat{e}_z + \vec{E}_{ist}^j, \quad (30)$$

$$i = 1, 2; \quad j = ', ''.$$

Мы не приводим выражения для $|\vec{E}_{is}^j|^2$ в явном виде в конкретных случаях ввиду их громоздкости.

В заключение авторы выражают свою благодарность Г. М. Гарибяну и М. Р. Магомедову за обсуждения.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 25.IV.1971

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Гинзбург, И. М. Франк, ЖЭТФ, 16, 15 (1946).
2. Г. М. Гарибян, препринт ЕФИ-ТФ-13 (70), Ереван, 1970.
3. В. А. Гинзбург, Изв. АН СССР, сер. физ., 11, 165 (1947).
4. Н. А. Корхмазян, Изв. АН СССР, Физика, 5, 287; 418 (1970).
5. Ф. А. Костанян, О. С. Мергелян, Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 472 (1971).
6. Б. В. Хачатрян, Изв. высш. уч. зав., Радиофизика, 6, 904 (1963).
7. М. Р. Магомедов, Изв. АН АрмССР, Физика, 2, 170 (1967).

ԵՐԿՈՒ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿՆԵՐԻ ԲԱԺԱՆՄԱՆ ՍԱՀՄԱՆԸ ՀԱՏՈՂ ՕՍՑԻԼԼՅԱՏՈՐԻ ՃԱՌԱԳԱՅՑՈՒՄԸ

Յ. Ա. ԿՈՍՏԱՆՅԱՆ, Հ. Ս. ՄԵՐԳԵԼՅԱՆ

Դիտարկվում է անցումային ճառագայթումը այն դեպքում, երբ լիցքը հավասարաչափ շարժման հետ կատարում է նաև կամավոր անկյան տակ հարմոնիկ տատանումներ՝ 1 ամպլիտուդայով: Շարժման ընթացքում լիցքը հատում է երկու կիսաանվերջ դիէլեկտրիկ միջավայրերի բաժանման սահմանը, որն ընդունվում է ուղղված լիցքի հավասարաչափ շարժման արագությանը ուղղահայաց: Գտնված են անցումային ճառագայթման դաշտերը և էներգիայի կորուստները երկու միջավայրերում:

THE RADIATION FROM THE OSCILLATING CHARGE CROSSING THE BOUNDARY BETWEEN THE TWO DIELECTRICS

F. A. KOSTANIAN, H. S. MERGELIAN

The transition radiation from the uniformly moving and harmonically oscillating charge is considered. The charge crosses the boundary between the two dielectrics which is perpendicular to the constant component of the oscillator velocity. The electromagnetic fields and the energy flow of radiation in the both of the media are calculated.

К ТЕОРИИ ОНДУЛЯТОРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Н. А. КОРХМАЗЯН

Получена формула для спектральной интенсивности ондуляторного излучения при сильных полях.

С целью исследования возможностей генерации миллиметровых электромагнитных волн в работах [1, 2] была рассмотрена задача об излучении релятивистских заряженных частиц в магнитных ондуляторах с поперечным синусоидальным полем. При этом для указанной цели оказалось возможным ограничиться дипольным приближением.

Другие авторы [3] получили точные выражения для траектории частицы, для излучаемых частот и для полного ондуляторного излучения.

В работах [4, 5] была высказана идея об использовании ондуляторов для генерации сильно фокусированного жесткого излучения при помощи электронов с энергиями в несколько Гэв и больше. Однако формула для спектральной интенсивности при сильных полях (определение дается ниже) получена с некоторой погрешностью, и поэтому приведенные числовые оценки для интенсивности могут оказаться несколько завышенными.

В настоящей заметке получена исправленная формула для спектрального распределения ондуляторного излучения.

Исходя из точного выражения для траектории [3], в приближении

$$\frac{L}{l} z_0^5 \ll \gamma_0^2, \quad z_0 = \frac{eH_0 l}{2\pi M c^2}, \quad (1)$$

можно получить

$$x = -x_0 \beta_0 \cos \Omega t, \quad x_0 = \frac{eH_0}{M \gamma_0 \Omega^2}, \quad (2)$$

$$z = v_0 t - \frac{x_0^2 \Omega^2 \beta_0}{4c} \cdot t + \frac{x_0^2 \Omega \beta_0}{8c} \cdot \sin 2\Omega t,$$

где $\Omega = 2\pi\nu_0/l$, $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$, $\beta_0 = v_0/c$, H_0 и l амплитуда и период поля, M и e масса и заряд частицы, движущейся с первоначальной скоростью v_0 вдоль оси z , а L длина ондулятора. Если координату z написать в виде $z = v_0 t + \Delta z$, то при $z_0 \gtrsim 1$ величина $k_z \cdot \Delta z$ оказывается не малой по сравнению с единицей, а поэтому множитель $\exp i k_z \Delta z$ в формуле для спектральной интенсивности нельзя заменить единицей, как это было сделано в работах [2, 4, 5]. Поля, удовлетворяющие условию $z_0 \gtrsim 1$, мы называем сильными. В слабых полях $z_0 \ll 1$ в (2) можно сохранить лишь член $z = v_0 t$. Этот случай соответствует дипольному приближению, так как требование $\lambda^* \gg 4x_0$ при-

водит к условию $z_0 \ll 1$, где λ^* — длина излучаемой волны в сопутствующей системе. Условие постоянства энергии, при котором решается настоящая задача, $|\gamma - \gamma_0| \ll \gamma_0$ или $|\beta^2 - \beta_0^2| \ll 1/\gamma_0^2$ дает $z_0^2 \ll 4\gamma_0^2$, что автоматически следует из (1). Таким образом, поступая в дальнейшем аналогично [5], при сильных полях и при выполнении условий (1) для спектральной интенсивности, отнесенной к единице пути пролета получим

$$dJ_n = \frac{e^2 \omega}{2\pi c^2} \cdot d\omega \left\{ \sin^2 \theta^* \int_0^{2\pi} f_{1,n}^{*2} d\varphi + \frac{z_0^2}{\beta_0^2 \gamma_0^2} \int_0^{2\pi} f_{2,n}^{*2} d\varphi - \right. \\ \left. - \frac{z_0^2}{\beta_0^2 \gamma_0^2} \cdot \sin^2 \theta^* \int_0^{2\pi} \cos^2 \varphi f_{2,n}^{*2} d\varphi + \frac{2z_0}{\beta_0 \gamma_0} \sin \epsilon^* \cos \theta^* \int_0^{2\pi} \cos \varphi \cdot f_{1,n}^* \cdot f_{2,n}^* d\varphi \right\}, \quad (3)$$

где крестиками обозначены величины, в которых произведена замена $\cos \theta \rightarrow \cos \theta^*$, а

$$\cos \theta^* = \left(\frac{1}{\beta_0} - \frac{n\Omega}{\beta_0 \omega} \right) \left(1 - \frac{z_0^2}{4\beta_0^2 \gamma_0^2} \right)^{-1}, \quad (4)$$

$$\sin \theta^* = \frac{\sqrt{1 + z_0^2/2}}{\beta_0 \omega \gamma_0} \sqrt{(\omega_{2,n} - \omega)(\omega - \omega_{1,n})},$$

Границы же изменения частоты $(\omega_{1,n}, \omega_{2,n})$ в n -й гармонике определяются при помощи условия $-1 \leq \cos \theta^* \leq +1$, что дает

$$\omega_{1,n} = \frac{n\Omega}{2} \leq \omega \leq \frac{2n\Omega\gamma_0^2}{1 + z_0^2/2} = \omega_{2,n}. \quad (5)$$

Для функции f_n^* при четных n имеем

$$f_{1,n}^* = \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^{\frac{2k+n}{2}} \cdot J_{2k}(a_1^*) \cdot J_{\frac{2k+n}{2}}(a_2^*) + \sum_{k=\frac{n}{2}}^{\infty} J_{2k}(a_1^*) \cdot J_{\frac{2k-n}{2}}(a_2^*) + \\ + \sum_{k=1}^{\frac{n}{2}-1} (-1)^{\frac{2k+n}{2}} \cdot J_{2k}(a_1^*) \cdot J_{\frac{n-2k}{2}}(a_2^*), \quad (6)$$

$$\frac{a_1^*}{2} \cdot f_{2,n}^* = \sum_{k=1}^{\infty} (-1)^{\frac{2k+n}{2}} \cdot k \cdot J_{2k}(a_1^*) \cdot J_{\frac{2k+n}{2}}(a_2^*) - \sum_{k=\frac{n}{2}}^{\infty} k \cdot J_{2k}(a_1^*) \cdot J_{\frac{2k-n}{2}}(a_2^*) - \\ - \sum_{k=1}^{\frac{n}{2}-1} (-1)^{\frac{2k+n}{2}} k \cdot J_{2k}(a_1^*) \cdot J_{\frac{n-2k}{2}}(a_2^*),$$

а для нечетных

$$\begin{aligned}
 f_{1,n}^* &= \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^{\frac{2k+n+1}{2}} \cdot J_{2k+1}(\alpha_1^*) \cdot J_{\frac{2k+n+1}{2}}(\alpha_1^*) - \\
 &- \sum_{k=\frac{n+1}{2}}^{\infty} J_{2k-1}(\alpha_1^*) \cdot J_{\frac{2k-n-1}{2}}(\alpha_2^*) + \sum_{k=1}^{\frac{n-1}{2}} (-1)^{\frac{2k+n-1}{2}} J_{2k-1}(\alpha_1^*) \cdot J_{\frac{n-2k+1}{2}}(\alpha_2^*), \\
 \alpha_1^* f_{2,n}^* &= \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^{\frac{2k+n+1}{2}} \cdot (2k+1) \cdot J_{2k+1}(\alpha_1^*) \cdot J_{\frac{2k+n+1}{2}}(\alpha_2^*) + \\
 &+ \sum_{k=\frac{n+1}{2}}^{\infty} (2k-1) \cdot J_{2k-1}(\alpha_1^*) \cdot J_{\frac{2k-n-1}{2}}(\alpha_2^*) - \sum_{k=1}^{\frac{n-1}{2}} (-1)^{\frac{2k+n-1}{2}} \cdot (2k-1) J_{2k-1}(\alpha_1^*) \times \\
 &\times J_{\frac{n-2k+1}{2}}(\alpha_2^*),
 \end{aligned} \tag{7}$$

где в свою очередь

$$\alpha_1^* = \frac{\omega}{c} \cdot x_0 \beta_0 \sin \theta^* \cos \varphi, \quad \alpha_2^* = \frac{\omega}{8\Omega} \cdot \frac{z_0^2}{\beta_0 \gamma_0^2} \cdot \cos \theta^*. \tag{8}$$

Число гармоник, вносящих существенный вклад в полное излучение, можно оценить следующим образом.

Траектория, по которой движется электрон, близка к синусоидальной с малой амплитудой x_0 . Жесткое излучение в основном испускается из „вершин“ синусоиды, где наибольшая кривизна. Эти „мгновенные“ излучения, интерферируя между собой, образуют спектр ондуляторного излучения. Как известно [6], мгновенное излучение простирается вплоть до некоторой критической частоты $\omega_c \sim 3 \frac{eH_0}{Mc} \gamma_0^2$, при

превышении которой излучение в любом направлении становится пренебрежимо малым. Вследствие интерференционных явлений энергия излучения может перераспределяться между частотами, не превышающими, однако, ω_c . С другой стороны, верхняя граница уже сформированного ондуляторного излучения в n -ой гармонике имеет частоту $(2n\Omega\gamma_0^2)/(1+z_0^2/2)$. Поэтому мы должны потребовать выполнения условия $\omega_{2,n} \lesssim \omega_c$, что дает

$$n \lesssim \frac{3}{2} (1 + z_0^2/2) \cdot z_0. \tag{9}$$

С учетом (9) из (5) получаем, что частоты в высших гармониках имеют порядок $\lesssim 3z_0\Omega\gamma_0^2$.

В заключение выражаю благодарность Д. Ф. Алферову, Ю. А. Башмакову и Е. Г. Бессонову за полезные дискуссии.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Гинзбург, Изв. АН СССР, сер. физ., 11, 165 (1947).
2. H. Motz, J. Appl. Phys., 22, № 5, 527 (1951).
3. Кожб, Фейкс, Миллиметровые и субмиллиметровые волны, ИЛ, М. (1959), стр. 240-242.
4. Н. А. Корхмазян, Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 287 (1970).
5. Н. А. Корхмазян, Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 418 (1970).
6. Дж. Джексон, Классическая электродинамика, Изд. Мир, М. (1965).

ՕՆԴՈՒԼՅԱՏՈՐԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Ն. Ա. ԴՈՐԽՄԱԶՅԱՆ

Ստացված է բանաձև ուժեղ դաշտերում օնդուլատորային ճառագայթման սպեկտրալ ինտենսիվության համար,

ON THE THEORY OF ONDULATOR RADIATION

N. A. KORCHMAZIAN

The formulae for the spectral intensity of the ondulator radiation in the strong field is received.

УПРАВЛЯЕМАЯ ВТОРИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ И НЕКОТОРЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ЕЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В ДЕТЕКТОРАХ ЧАСТИЦ

М. П. ЛОРИКЯН, Р. А. КАВАЛОВ, Н. Н. ТРОФИМЧУК, В. А. СЕРОВ

В работе исследуется вторичная электронная эмиссия из эмиттеров КСl малой плотности в присутствии больших электрических полей.

Вторичная электронная эмиссия из рыхлых диэлектрических слоев малой плотности в области частиц высоких энергий привлекает все большее внимание в связи со следующими особенностями этого явления [1, 2]. С одной стороны, согласно работам [3, 4, 5, 6], в области высоких энергий, когда $E/mc^2 \gg 1$, ионизационные потери, а следовательно, и коэффициент вторичной эмиссии σ из подобных слоев не насыщаются, а логарифмически растут с ростом энергии частиц. Этот рост сохраняется и в области энергий, где метод черенковского излучения трудно применим. С другой стороны, вторичная электронная эмиссия практически безынерционна, т. е. имеется возможность создания детекторов частиц с быстродействием порядка 10^{-10} — 10^{-12} сек [7].

Однако использование эмиттеров на основе рыхлых диэлектрических слоев малой плотности в детекторах частиц встречает значительные трудности как принципиального, так и технического характера. Дело в том, что из-за логарифмического характера зависимости ионизационных потерь энергии от энергии частицы необходимо обеспечить большую точность измерения потерь энергии, т. е. необходимо иметь большое количество вторичных электронов. Этого можно достичь либо повышением коэффициента вторичной эмиссии, либо увеличением числа эмиттеров в одном детекторе.

Несмотря на то, что в этой области был достигнут определенный успех [5], созданные эмиттеры не нашли применения в детекторах частиц. Это связано с тем, что рыхлые пленки, описанные в работе [7], и исследованные при высоких энергиях в работе [5], обладают существенно более высоким значением σ , чем обычные материалы, но не могут стабильно работать при отсутствии интенсивного пучка частиц. Для регистрации одиночных частиц такие эмиттеры не могут быть применены.

Основной задачей дальнейших исследований в этой области является создание эмиттеров с высоким коэффициентом вторичной эмиссии, способных работать в отсутствии интенсивных пучков и имеющих при этом высокую стабильность.

В предыдущей работе [8] нами было сообщено об обнаружении управляемой аномальной вторичной эмиссии в разработанных нами эмиттерах при прохождении пучка электронов с энергией 50 Мэв.

В данной работе приводятся результаты исследования этого явления также и в эмиттерах, у которых сплошная металлическая подложка заменена мелкоструктурной сеткой большой прозрачности.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Пучок электронов от линейного ускорителя с энергией 50 Мэв после поворотного магнита, пройдя через узкий коллиматор установки, проходит

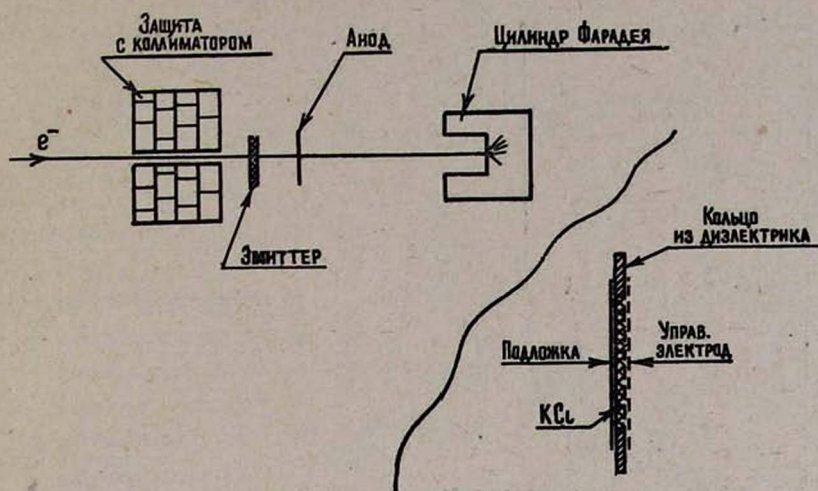


Рис. 1.

через исследуемый эмиттер и попадает в цилиндр Фарадея. Точность измерения тока пучка с помощью цилиндра Фарадея составляет 1%. Вторичный ток с эмиттеров измерялся с помощью тонкого анода (тонкого для первичного пучка), на который подавался постоянный положительный относительно эмиттера потенциал. Вакуум в системе был не хуже, чем 10^{-7} торр. На том же рис. 1 справа приведено схематическое изображение эмиттера. Он представляет собой систему из двух электродов: подложки и управляющего электрода, в пространстве между которыми находится рыхлый слой КС с плотностью порядка 3%.

В качестве управляющего электрода, расположенного по направлению выхода вторичных электронов, применялась тонкая мелкоструктурная сетка с прозрачностью 80%.

Исследовались эмиттеры двух типов: эмиттеры, в которых подложка — это сплошная алюминиевая фольга толщиной 7 мк, и эмиттеры, в которых подложка — мелкоструктурная сетка, подобная управляющему электроду. Изучалась зависимость σ от потенциала на управляющем электроде — сетке относительно подложки. На рис. 2 приведены эти зависимости соответственно для эмиттера со сплошной алюминиевой подложкой и эмиттера с подложкой из сетки. Расстояние между электродами, т. е. толщина слоя КС в обоих случаях порядка 100 мк. Из рисунков видно, что с ростом потенциалов на управляющем электроде σ вначале растет медленно, а затем наблюдается резкий рост. При напряжении U большем некоторого критического значения $U_{\text{крит.}}$ в пленке происходит пробой и наблюдается неограниченно большое значение эмиссии. Максимально достигнутое значение

$\sigma_{\max}$ соответствует устойчивой предпробойной эмиссии. При этом V несколько меньше, чем $V_{\text{крит.}}$. После пробоя при уменьшении напряжения пленка восстанавливает прежние эмиссионные свойства. Разница в

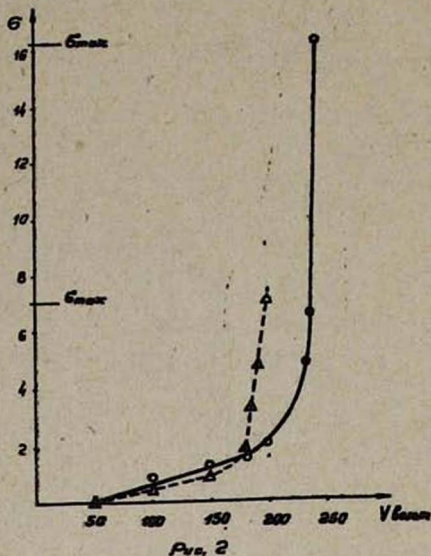


Рис. 2.

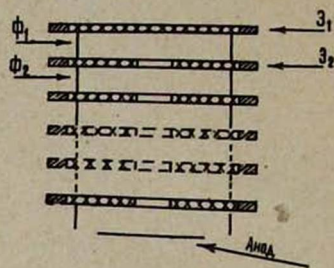


Рис. 3.

$\sigma_{\max}$ для двух эмиттеров не является следствием отсутствия сплошной проводящей подложки у одного из них, а на наш взгляд обусловлена наличием острых краев как в управляющей сетке, так и в подложке, что, естественно, улучшает условие возникновения пробоя. Из рис. 2 видно, что нет существенной разницы в характере вторичной эмиссии в обоих типах эмиттеров, что указывает на отсутствие роли проводящей подложки в механизме вторичной эмиссии так же и при высоких энергиях [9].

Таким образом, открывается возможность изготовления эмиттера с минимальным количеством вещества на пути частицы, что несомненно является важным требованием к детекторам частиц. Наблюдаемое в эксперименте σ не достаточно для измерения энергий одиночных частиц при ожидаемой логарифмической зависимости σ от энергии. Использование последовательно расположенных эмиттеров с отдельными системами, регистрирующими вторичные электроны, нецелесообразно, так как эти системы сами должны иметь большие коэффициенты усиления, высокую стабильность работы, с достаточно большой точностью иметь идентичные параметры и малые шумы, что технически трудно осуществимо.

Ниже описывается детектор, лишенный этих недостатков (рис. 3). Эмиттеры $\mathcal{E}_1$, $\mathcal{E}_2$ и т. д. представляют собой эмиттеры вышеописанного типа и имеют большой коэффициент вторичной эмиссии для частиц высоких энергий. В центре каждого эмиттера, кроме первого, имеется небольшое отверстие, а между эмиттерами установлены фокусирующие

щие электроды Φ_1 , Φ_2 и т. д., с помощью которых производится фокусировка вторичных электронов и их вывод через отверстия последующих эмиттеров.

Заряженная частица, проходя через детектор, образует в каждом эмиттере вторичные электроны, которые фокусирующими системами направляются в отверстия эмиттеров.

Таким образом, вторичные электроны без потерь и без взаимодействия с веществом проходят через всю систему эмиттеров к общему аноду. Проводка и сборка вторичных электронов таким способом позволяет линейно суммировать электроны от всех эмиттеров без внесения дополнительных искажений.

Ереванский физический
институт

Поступила 27.VIII.1971

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. М. П. Лорикян, Изв. АН АрмССР, Физика, 2, 5, 376 (1967).
2. М. П. Лорикян, ПТЭ, 2, 6, 29 (1968).
3. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, 37, 527 (1959).
4. А. И. Алиханян, Г. М. Гарибян, М. П. Лорикян и др., ЖЭТФ, 44, 1122 (1963).
5. E. L. Carvin, J. Edgescombe, SLAC-PUB, 156 (1965).
6. Г. Г. Бахшян, Г. М. Гарибян, Изв. АН АрмССР, Физика, 2, 6, 415 (1967).
7. G. W. Goetze, A. M. Bosrio and Green, Journal of Applied Physics, 35, 482 (1964).
8. М. П. Лорикян, Р. Л. Кавалов, Н. Н. Трофимчук (и др.), Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 4, 297 (1971).
9. М. П. Лорикян, Р. Л. Кавалов, Н. Н. Трофимчук, Радиотехника и электроника, XIV, 5, 935 (1969).

ՂԵԿԱՎԱՐՎՈՂ ԵՐԿՐՈՐԴԱՅԻՆ ԷՄԻՍԻԱՆ ԵՎ ՆՐԱ ԿԻՐԱՌՈՒՄԸ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԴԵՏԵԿՏՈՐՆԵՐՈՒՄ

Մ. Պ. ԼՈՐԻԿՅԱՆ, Ռ. Լ. ԿԱՎԱԼՈՎ, Ն. Ն. ՏՐՈՖԻՄՉՈՒԿ, Վ. Լ. ՍԵՐՈՎ

Աշխատանքում ուսումնասիրված է երկրորդային էլեկտրոնային էմիսիան փոքր խտության KCl-ում, մեծ էլեկտրական դաշտի առկայության դեպքում:

CONTROLLABLE SECONDARY ELECTRON EMISSION AND SOME POSSIBILITIES OF ITS UTILIZATION IN PARTICLE DETECTORS

M. P. LORIKIAN, R. L. KAVALOV, N. N. TROFIMTCHUK,
W. L. SEROV

Transmission secondary electron emission from KCl low density films at high electric fields is studied in this paper.

ВЛИЯНИЕ ТОЛЩИНЫ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ НА СПОЛЗАНИЕ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

К. А. ЕГИЯН, Р. Г. МАРТИРОСЯН, В. В. КАРАПЕТЯН

Исследуется сползание доменных границ цилиндрических магнитных пленок двух типов — шероховатых и гладких в интервале толщин 0,4—2 мкм. Показано, что существенное влияние на критические кривые сползания оказывает коэрцитивная сила пленок (H_c).

Увеличение толщины пленок при постоянной H_c несущественно сказывается на критических кривых сползания, но сильно влияет на пороговые кривые переключения.

Несмотря на успешное использование цилиндрических магнитных пленок [1], исследованиям сползания доменных границ посвящено лишь несколько работ. В [2, 3] изучалась скорость сползания доменных границ в различных ортогональных полях. В [4] рассматривалось влияние магнитных свойств пленок на критические кривые и сползание доменных границ. Данная работа, являясь продолжением [4], посвящена исследованию влияния свойств пленок на критические кривые сползания. В частности, изучались пленки в широком интервале толщин.

Пороговые кривые сползания и критические кривые переключения определялись так же, как и в [4], индукционным методом на несколько модифицированной установке. В отличие от [4], с целью исключения механического воздействия на пленку, доменная граница в данной установке создавалась не с помощью щупа, а посредством цикла Ваабена [5]. Для этого в средней части образца рядом с соленоидом, создающим переменное поле по трудной оси, располагался второй соленоид, перекрывавший первый на участке 3 мм. Длина обоих соленоидов — 25 мм. После насыщения образца в импульсном поле порядка 60 э на второй соленоид подавался импульс тока больший поля анизотропии, синхронизированный по времени с двумя разнополярными импульсами тока по легкой оси (цикл Ваабена), приводящий к переключению участка пленки под вторым соленоидом. Таким образом, в начале первого соленоида создавалась доменная граница, сползание которой и наблюдалось при действии на нее переменного синусоидального поля первого соленоида (H_1) (частота 10 кГц) и постоянного поля по легкой оси (H_2). Индикатором состояния пленки является сигнал, индуцируемый полем H_1 . Система соленоидов укреплена на подвижной каретке, перемещающейся вдоль пленки, что позволяло контролировать цикл создания доменной границы. За критические поля сползания принимались максимальные значения H_2 при данных H_1 , не приводящие при $6 \cdot 10^5$ циклах к переключению пленки. Критические поля переключения определялись после цикла создания границы.

Помимо определения критических кривых сползания и переключения, установка позволяет определять угол скоса легкой оси, коэрцитивную силу, дисперсию и поле анизотропии по методике [6].

Было изучено большое количество образцов железоникелевых пленок с весьма широким интервалом свойств, полученных электролитическим осаждением в установке непрерывного действия на проволоку из бериллиевой бронзы диаметром 0,23 мм. Характерная особенность пленок — наличие аморфного подслоя сплава никель-фосфор. Изучались пленки двух видов — „гладкие“ и „шероховатые“. В случае „гладких“ пленок осаждение подслоя велось на полированную поверхность проволоки — подложки, у „шероховатых“ до осаждения подслоя проволока подвергалась специальному электролитическому травлению. Изменением шероховатости удастся в широких пределах управлять свойствами пленок [7].

Все использованные образцы делятся на три группы:

1. Образцы с переменной шероховатостью, регулируемой плотностью тока травления в интервале от нуля до 24 ма/см². Толщина этих образцов менялась в пределах 0,85—1,05 мкм.

2. „Шероховатые“ образцы, полученные при плотности тока травления 16 ма/см² в интервале толщин 0,37—2,24 мкм.

3. „Гладкие“ образцы в интервале толщин 0,55—2,1 мкм.

Ниже приводятся характерные данные для указанных групп пленок. H_c определялась по переключению в постоянном поле, H_k — на феррографе методом экстраполяции.

На рис. 1 приводятся критические кривые сползания и переключения пленок с различной шероховатостью подложки. Пленка 21 гладкая, 25 — наиболее шероховатая. С ростом шероховатости подложки

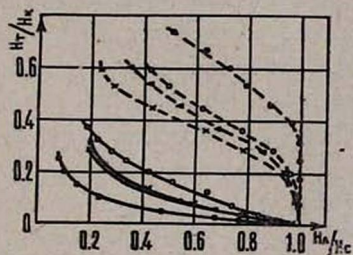


Рис. 1. Критические кривые сползания (сплошные) и переключения (пунктирные линии) для пленок с различной шероховатостью: ● — 21; ▲ — 22; × — 23; ○ — 25.

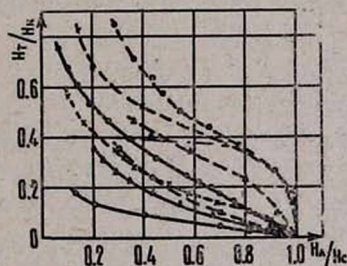


Рис. 2. Критические кривые сползания (сплошные) и переключения (пунктирные) для шероховатых пленок различной толщины: ○ — 31 (2,24 мкм); × — 34 (0,73 мкм); ▲ — 32 (1,47 мкм); ● — 35 (0,37 мкм).

резко растет коэрцитивная сила пленок. H_c образцов равна: 21—0,55 э; 22—0,96 э; 23—1,28 э; 25—1,7 э. Поле анизотропии образцов изменяется незначительно и лежит в пределах 2,5—3,3 э.

Характерны следующие особенности кривых сползания: отсутствие порога по H_T — сползание существенно даже в области очень малых переменных полей в трудном направлении, и зависимость поло-

жения критических кривых сползания от H_c . Из рисунка видно, что ближе всего к оси абсцисс идет кривая с наименьшим H_c , и с ростом H_c кривые смещаются в область больших H_T . Такая группировка по H_c не случайна и проявляется так же для других партий пленок.

На рис. 2 приводятся кривые сползания и переключения для шероховатых пленок разной толщины. Коэффициентные силы образцов равны: 31—0,95 э; 32—1,3 э; 34—2,62 э; 35—4,3 э. Как и в предыдущем случае характерна зависимость сползания от H_c , несмотря на большой интервал изменения толщины. Интересна другая особенность кривых переключения: в случае толстых пленок они приближаются к кривым сползания и вертикальный участок в области малых H_T исчезает.

На рис. 3 приводятся данные по гладким пленкам различной толщины. Самый тонкий образец 61 толщиной 0,55 мкм имеет $H_c=0,9$ э, с ростом толщины до 0,9 мкм H_c падает до уровня 0,65 э. В интервале толщин 1—2 мкм H_c лежит на уровне 0,59—0,63 э. Кривые сползания пленок лежат весьма кучно, причем кривая пленки с наибольшей H_c лежит выше других. Для толстых пленок и здесь кривая переключения смещена в область малых H_T и начальный участок пологий.

Обсуждение результатов

Несмотря на большое количество как теоретических, так и экспериментальных работ по сползанию на сегодня нет четкости в понимании механизма этого процесса. Появившиеся недавно работы, где сползание наблюдалось с помощью лоренцовой микроскопии [8—10], позволяющей непосредственно наблюдать за процессом, указывают, что он может идти по-разному, в зависимости от толщины пленок и их свойств. Ясно, что зарядовый механизм, предложенный в [11] и в дальнейшем развитый в [12], играет существенную роль в процессе сползания. К сожалению, указанные работы относятся к плоским пленкам, причем работы по лоренцовой микроскопии ограничены толщиной до 2000 Å, так что механизмы сползания в толстых цилиндрических пленках построены на предположениях. В частности, в [2] предполагается, что под действием H_d граница в местах с малыми H_c изгибается, причем переменное H_T вызывает смещение линий Нееля и появление дополнительных переходных полей, приводящих к локальным сдвигам границы.

Наши экспериментальные данные не противоречат этой модели. Действительно, обнаруженная во всех экспериментах сильная зависимость Δh_d (разность между кривыми переключения и сползания, отнесенная к H_c) от h_T в области малых полей согласуется с предположением модели о смещении линий Нееля в границах Блоха под действием H_T , так как поля смещения этих линий должны быть порядка десятых долей эрстеда [9]. С этой точки зрения модель, связанная с переходами Блох-Неель [13], в малых полях работать не может.

Существенна обнаруженная зависимость критической кривой сползания в координатах h_d , h_T от величины H_c . Для сравнения на

рис. 4 приводится зависимость h_T от H_c для всех использованных пленок. Данные по h_T взяты для двух значений $h_A - 0,3$ и $0,5$. Из



Рис. 3. Критические кривые сползания (сплошные) и переключения (пунктирные) для гладких пленок различной толщины; $\bullet$ — 61 (0,55 мкм); $\times$ — 65 (1,28 мкм); $\blacktriangle$ — 64 (1,1 мкм); $\circ$ — 67 (2,1 мкм).

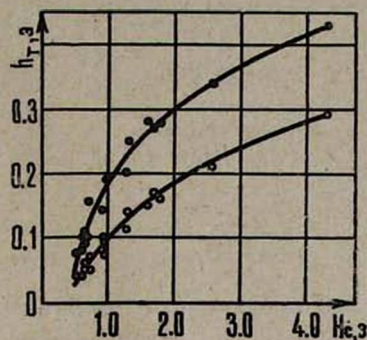


Рис. 4. Зависимость порога сползания h_T от H_c для гладких и шероховатых пленок различной толщины при двух значениях h_A : $\circ$ — 0,5; $\bullet$ — 0,3.

графика видно, что с приемлемой точностью указанная зависимость выполняется для всех пленок. Наибольшие отклонения наблюдается для наиболее толстой шероховатой пленки 31. Приведенные данные говорят об определяющей роли коэрцитивной силы в характеристике процесса сползания. В свете механизма Дойля [2] возможно, что рост H_c приводит к соответствующему росту коэрцитивной силы смещения неелевских линий, в связи с чем при $h_A = \text{const}$ высококоэрцитивные пленки требуют больших h_T для начала сползания.

Интересны результаты по зависимости критических кривых сползания от толщины пленок. Учитывая сильную зависимость кривых сползания от H_c , прямое сравнение возможно лишь для гладких пленок, коэрцитивная сила которых в интервале толщин 1—2 мкм практически постоянна. Из данных, представленных на рис. 3, видно, что хотя по толщине образцы 64, 65, 68 отличаются в два раза, критические кривые сползания весьма близки. Как уже отмечалось, существенно изменяются с толщиной критические кривые переключения, в связи с чем наблюдается зависимость эффективности сползания пленок [12] от толщины. На рис. 5 приводятся зависимости ΔH_d и $\Delta h_d = \Delta H_d/H_c$ от толщины на уровне $h_T = 0,25$. В интервале $h_T = 0,2-0,3$ сползание наиболее эффективно [4], поэтому здесь удобнее сравнивать отдельные образцы. Как видно из рисунка, ΔH_d как в случае шероховатых, так и в случае гладких пленок, с ростом толщины падает, а кривые Δh_d имеют небольшой максимум в области толщин 1—1,2 мкм. Ход кривых Δh_d определяется рядом факторов, в частности, зависимостью H_c и критических кривых переключения от толщины, из-за чего данные не поддаются простой интерпретации. Можно лишь отметить, что спад Δh_d с ростом толщины в основном определяется зависимостью ме-

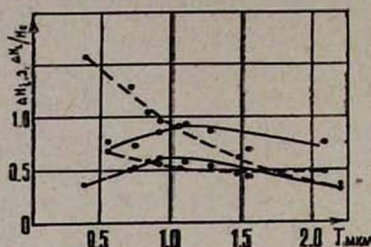


Рис. 5. Зависимость ΔH_L (пунктирные линии) и $\Delta H_L/H_c$ (сплошные линии) от толщины: ● — шероховатые пленки; ○ — гладкие пленки.

механизма сползания от толщины. В частности, любой за рядовой механизм сползания должен приводить к росту эффективности сползания с толщиной [12].

Поступила 15.IX.1971

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. J. S. Mathias G. A. Fedde, IEEE Trans. Magn., 5, 728 (1969).
2. W. D. Doyle, R. M. Josephs, A. Baltz, J. Appl. Phys., 40, 1172 (1969).
3. Р. В. Телеснин, Е. Н. Ильичева, Н. Г. Канавина А. Г. Шишков, С. М. Зимаева, Г. М. Нурмухамедов, Материалы школы-семинара в Цахкадзоре, октябрь 1970.
4. К. А. Егиян, К. А. Нариян, А. А. Едигарян, Р. Г. Арутюнян, А. Б. Какоян, ФММ, 32, 40 (1971).
5. S. Waaben, IEEE Trans. Electron. Comp., EC-16, 335 (1967).
6. Г. П. Зинькевич, Б. А. Стрельников, Сб. Аппаратура и методы исследования тонких магнитных пленок, стр. 220, Красноярск, Изд. СО АН СССР, 1967.
7. А. А. Едигарян, К. А. Егиян, А. Б. Какоян, Р. Г. Арутюнян, Г. А. Аланакян, Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 34 (1971).
8. E. J. Torok, D. S. Lo, H. N. Oredson, N. J. Simon, J. Appl. Phys., 40, 1222 (1969).
9. E. J. Torok, H. N. Oredson, W. J. Simon, J. Appl. Phys., 41, 1338 (1970).
10. Я. М. Полюсян, Э. М. Гзрян, С. А. Арутюнян, ФММ, 31, 417 (1971).
11. A. L. Olson E. F. Torok, J. Appl. Phys., 36, 1058 (1965).
12. О. А. Виноградов, Е. Н. Ильичева, Н. Г. Канавина, В. Э. Осуховский, Р. В. Телеснин А. Г. Шишков, Сб. Физика магнитных пленок, стр. 219, Иркутск, СО АН СССР, 1968.
13. H. C. Bourne, T. Kusuda, C. Lin, IEEE Trans. Magn., 5, 247 (1979).

ՀԱՍՏՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱՁԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ
ԴՈՄԵՆՆԵՐԻ ՍԱՀՄԱՆՆԵՐԻ ՍՈՂՄԱՆ ՎՐԱ ԳԼԱՆԱՅԻՆ ՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ
ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ

Կ. Ա. ԵԳԻԱՆ, Ռ. Գ. ՄԱՐՏԻՐՈՍԻԱՆ, Վ. Վ. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ

Հետազոտված է 0,4—2 մկմ հաստությամբ տիրույթում, հարթ և անհարթ գլանաձև մագնիսական թաղանթներում դոմենների սահմանների սողումը:

THE INFLUENCE OF CYLINDRICAL MAGNETIC FILM
THICKNESSES AND MAGNETIC PROPERTIES OF FILMS UPON
A CREEP OF DOMAIN BOUNDARIES

K. A. YEGGIAN, R. G. MARTIROSIAN, V. V. KARAPETIAN

A domain boundaries creep of rough and smooth cylindrical magnetic films with thicknesses from 0,4 to 2 μ has been investigated.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ АЛЮМИНОФТОРИДОВ Li, Rb и Cs

Ф. С. КАРАПЕТЯН, В. Е. АДАМЯН, А. К. ЯГУБЯН
К. А. ТЕР-АРАКЕЛЯН, Г. А. САГРАДЯН

Приводятся результаты исследования температурной зависимости магнитной восприимчивости алюминиофторидов— Li_3AlF_6 , Rb_3AlF_6 , Cs_3AlF_6 в температурном интервале 300—700°K. Показано, что все эти соединения являются диамагнетиками. Проведена оценка вейфелевского парамагнетизма в этих соединениях.

Магнитная восприимчивость поликристаллических образцов алюминиофторидов Li, Rb и Cs исследовалась в температурном интервале 300—700°K.

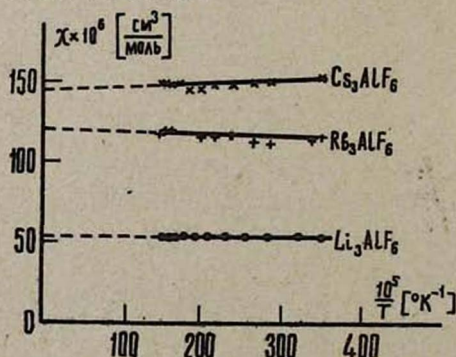
Спектральный анализ показал относительную чистоту исследуемых образцов: Li_3AlF_6 в качестве примесей содержит 0,003% Fe; 0,003% Pb; Rb_3AlF_6 —0,001% Fe, 0,003% Pb, Cs_3AlF_6 —0,001 Fe, 0,003 % Pb; 0,0001% Ag.

Рентгенографические исследования, проведенные методом Дебая-Шеррера показали, что исследуемые образцы являются кристаллическими и не принадлежат ни к одной из высших сингоний.

Исходя из соотношения межплоскостных расстояний в кристаллах этих веществ и учитывая отличие ионных радиусов Rb и Cs (2,40 Å и 2,60 Å соответственно) от ионного радиуса Li (1,55 Å) нами сделано предположение, что структуры Rb_3AlF_6 и Cs_3AlF_6 одинаковы и отличаются от структуры Li_3AlF_6 .

Исследования температурной зависимости магнитной восприимчивости проводились методом Фарадея на установке, подобной описанной в работе [1], в температурном интервале 300—700°K. Погрешность измерения магнитной восприимчивости составляет 0,5%.

Зависимость молярной магнитной восприимчивости от обратной температуры приведена на рисунке.



Зависимость магнитной восприимчивости от обратной температуры для алюминиофторидов Li, Rb и Cs.

Из рисунка видно, что все исследованные образцы, как и следовало ожидать, являются диамагнетиками (Li^+ , Rb^+ , Cs^+ , Al^{+++} , F^- имеют замкнутые электронные оболочки). Значения молярной магнитной восприимчивости χ_{μ} этих веществ, полученных путем экстраполяции к бесконечно большой температуре (для исключения влияния парамагнитных примесей), равны, для Li_3AlF_6 — $54,02 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \text{ моль}^{-1}$; Rb_3AlF_6 — $121,85 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \text{ моль}^{-1}$; Cs_3AlF_6 — $145,70 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \text{ моль}^{-1}$.

По сумме магнитных восприимчивостей отдельных ионов (правило Паскаля) рассчитана магнитная восприимчивость соединений — $\chi_{\mu}^{\text{расч}}$.

Для этих алюминиофторидов получены следующие значения: Li_3AlF_6 — $69,8 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \text{ моль}^{-1}$; Rb_3AlF_6 — $128,0 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \text{ моль}^{-1}$; Cs_3AlF_6 — $161,0 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3 \text{ моль}^{-1}$ (значения диамагнитной восприимчивости ионов взяты из [2]).

Пониженные значения измеренных абсолютных магнитных восприимчивостей этих веществ по отношению к рассчитанным, по-видимому, связаны с ванфлековским парамагнетизмом. Благодаря силам взаимодействия в кристалле ион деформируется, в результате чего нарушается сферическая симметрия электронных оболочек, что приводит к возникновению добавочного парамагнетизма, который как показал Ван Флек [3], не зависит от температуры.

Ванфлековский парамагнетизм накладывается на диамагнетизм ионов, так что для восприимчивости соединения можно написать

$$\chi = \chi_g + \chi_{\text{вф}},$$

где χ — измеренное значение магнитной восприимчивости,

χ_g — диамагнитная часть восприимчивости вещества,

$\chi_{\text{вф}}$ — ванфлековская парамагнитная восприимчивость.

Для исследуемых веществ получаются следующие величины $\chi_{\text{вф}}$.

$$\text{Li}_3\text{AlF}_6 - \chi_{\text{вф}} = 15,78 \cdot 10^{-6} \frac{\text{см}^3}{\text{моль}},$$

$$\text{Rb}_3\text{AlF}_6 - \chi_{\text{вф}} = 6,15 \cdot 10^{-6} \frac{\text{см}^3}{\text{моль}},$$

$$\text{Cs}_3\text{AlF}_6 - \chi_{\text{вф}} = 15,30 \cdot 10^{-6} \frac{\text{см}^3}{\text{моль}}.$$

Ванфлековская часть магнитной восприимчивости $\chi_{\text{вф}}$ у Cs_3AlF_6 больше, чем у Rb_3AlF_6 , что, по-видимому, связано с увеличением ионного радиуса Cs^+ и большей его деформацией в кристаллической решетке по сравнению с ионом Rb^+ при предполагаемой одинаковой структуре этих веществ.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Е. Адамян, А. В. Голубков, Г. М. Логинов, В. Н. Федоров, ФТТ, 7, 3372 (1965).
2. П. Селсуд, Магнетохимия, И.Л., М, (1958).
3. J. H. Van Vleck, Theory of Electric and Magnetic Susceptibilities, Qxford (1932).

*Li-ի, Rb-ի եւ Cs-ի ԱԼՅՈՒՄԻՆԱՅՏՈՐԻԴՆԵՐԻ
ՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ ԸՆԿԱԼՈՒԹՅԱՆ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ ԿԱԽՈՒՄԸ*

Ֆ. Ս. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ, Վ. Ե. ԱԴԱՄՅԱՆ, Հ. Կ. ՅԱԳՈՒԲՅԱՆ,
Կ. Ա. ՏԵՐ-ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Գ. Ա. ՍԱՀՐԱԴՅԱՆ

Ուսումնասիրված է Li-ի, Rb-ի և Cs-ի ալյումինաֆտորիդների մագնիսական ընկալության կախումը ջերմաստիճանից, 300°—700° K ջերմաստիճանային միջակայքում:

Ցույց է տրված, որ այդ նյութերը դիամագնետիկ են և զնաչառված է նրանց վան-Ֆրիկյան պարամագնիսական ընկալության արժեքը:

TEMPERATURE DEPENDANCE OF THE MAGNETIC
SUSCEPTIBILITIES OF Li, Rb and Cs ALLUMINOFTORIDS

F. S. KARAPETIAN, V. E. ADAMIAN, H. K. YAGUBIAN,
K. A. TER-ARAKELIAN, G. A. SAHRADIAN

The temperature dependance of magnetic susceptibilities of Li_3AlF_6 , Rb_3AlF_6 and Cs_3AlF_6 in an interval of 300—700°K is investigated.

These compounds are shown to be diamagnetic substances.

О ФОРМЕ ЛИНИИ ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА
В ФЕРРИТАХ-ГРАНАТАХ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ КЮРИ

С. А. МНАЦАКАНЯН

Рассчитана форма линии ферромагнитного резонанса (ФМР) вблизи температуры Кюри. Проведено измерение температурной зависимости параметров линии ФМР ряда ферритов-гранатов в интервале температур в окрестности температуры Кюри. Получено хорошее совпадение экспериментальных и теоретических результатов.

Форма линии ФМР, определяемая зависимостью мнимой части магнитной восприимчивости χ'' от частоты, имеет вид [1]

$$\chi'' = \chi_0 \frac{\omega \omega_2 (\omega_{\text{рез}}^2 + \omega^2)}{(\omega_{\text{рез}}^2 - \omega)^2 + 4\omega^2 \omega_2^2}, \quad (1)$$

где χ_0 — статическая восприимчивость, $\omega = \gamma H$, $\omega_2 = \alpha \gamma H_0$, $\omega_{\text{рез}}^2 = \gamma^2 H_0^2 + \alpha^2 \gamma^2 H_0^2$, H — внешнее поле, H_0 — резонансное поле, α — параметр затухания в уравнении Ландау—Лифшица и γ — магнитомеханическое отношение. Для удобства сравнения с экспериментальными данными запишем χ в функции магнитного поля. После небольших преобразований с учетом малости α имеем

$$\frac{\chi''}{\chi_0} = \frac{\frac{1}{2} \left(\frac{1}{\alpha} - z \right)}{z^2 + 1}, \quad (2)$$

$$\text{где } z = \frac{H_0 - H}{\Delta H}, \quad \alpha = \frac{\Delta H}{H_0}.$$

Из (2) следует, что при малых α , когда величиной z можно пренебречь по сравнению с $1/\alpha$, форма линии должна быть лоренцевой. Так например, при $\alpha < 0,005$ относительное отклонение χ'' от лоренцевого закона не превышает двух процентов во всем интервале магнитных полей, где еще возможно наблюдение резонансного поглощения ($|z| < 4$). При больших значениях α кривая зависимости χ от магнитного поля имеет асимметричный вид с более крутым подъемом при $H < H_0$ и более пологим спадом при $H > H_0$. Однако анализ экспериментальных данных, полученных в настоящей работе, и результаты работы [2] показывают, что вблизи температуры Кюри кривые резонансного поглощения монокристаллических образцов ферритов-гранатов с разными ΔH симметричны и в центре имеют лоренцевый вид, а на крыльях приобретают гауссовый характер.

В настоящей работе приводятся данные по экспериментальному исследованию температурной зависимости параметров формы линии ФМР ферритов-гранатов и делается попытка рассчитать форму линии

ФМР и зависимость ее параметров от температуры вблизи точки Кюри (θ).

Т е о р и я

В области температур, близких к точке Кюри, где происходит резкое уменьшение магнитного момента образца, т. е. происходит разрушение дальнего магнитного порядка, существенен учет порядка на близких расстояниях и явлений, связанных с наличием ближнего порядка. Учет ближнего порядка еще важен и потому, что основные силы, обуславливающие ферромагнетизм—обменные силы—являются силами, действующими на близких расстояниях. В самой точке Кюри, когда дальний порядок исчезает, ближний порядок имеет конечное значение и выше точки Кюри происходит медленный спад этого порядка.

При рассмотрении ФМР в ферритах-гранатах можно выделить два процесса, определяющих форму и ширину линии поглощения [3]—когерентный процесс, при котором полный магнитный момент железной подрешетки релаксирует без изменения величины самого момента, и флуктуационный, при котором происходят локальные опрокидывания спинов ионов железной подрешетки. Вблизи температуры Кюри доминирующим является второй процесс. Попытаемся провести феноменологический учет влияния разрушения дальнего магнитного порядка и явлений, связанных с наличием ближнего порядка, на линию ФМР вблизи температуры Кюри.

В ферромагнитном образце, благодаря наличию обменного взаимодействия, спины ориентированные в направлении общего магнитного момента и в противоположную сторону распределены не случайным образом, а так, чтобы среднее число антипараллельных соседств не превышало некоторого числа p [4], то есть происходит как бы „слипание“ спинов в отдельные области или рои параллельных спинов. Экспериментальное доказательство наличия таких областей в ферромагнетиках было получено из опытов по дифракции нейтронов [5].

Представим магнитный момент единицы объема образца M как сумму магнитных моментов M_i отдельных областей с радиусом r и будем рассматривать движение системы магнитных моментов M_i во внешнем магнитном поле H с учетом взаимодействий между областями. На оценке величины r и ее зависимости от температуры остановимся несколько позднее.

Для M_i имеем следующее уравнение движения

$$\frac{dM_i}{dt} = -\gamma [M_i H_i], \quad (3)$$

где $H_i = H + \delta H_i$, δH_i —локальное магнитное поле, создаваемое в месте расположения магнитного момента M_i соседними областями δH_i ,—обязано своим происхождением магнитному диполь-дипольному взаимодействию. При равенстве магнитных моментов отдельных обла-

стей и их симметричном расположении результирующее поле, создаваемое соседними областями, равно нулю. δH_i отлично от нуля при отклонениях магнитных моментов соседей от своего среднего значения и пропорционально этому отклонению, т. е. δH_i пропорционально флуктуациям магнитного момента и его учет особенно важен в области температур, близких к θ , когда эти флуктуации резко растут. Наличие магнитной кристаллографической анизотропии, эффектами размагничивания и др. пренебрегаем. Можно предположить, что распределение случайной величины δH_i носит гауссовый характер.

Из (3) следует, что при отсутствии взаимодействия между различными M_i резонансная кривая должна представлять собой гауссовую линию с шириной, равной $\sqrt{\langle \Delta M^2 \rangle}$, где $\langle \Delta M^2 \rangle$ — среднеквадратичное значение флуктуаций магнитного момента. Но наличие обменного взаимодействия между отдельными спинами, находящимися на поверхностях областей M_i в месте их соприкосновения, приводит к случайному прерыванию прецессии момента M_i с частотой ω_m . Поскольку только часть спинов, пропорциональная $1/r^3$, принимает эффективное участие в модуляции прецессионного движения магнитных моментов, частота ω_m пропорциональна $\frac{J/\hbar}{r^3}$, где r — радиус областей

в атомных единицах, а $J/\hbar$ — частота обменного взаимодействия между соседними спинами. Такая модуляция приводит к сужению линии ФМР всей системы и изменению формы линии.

Андерсон и Вейсс [6] рассчитали форму линии парамагнитного резонанса при случайной модуляции прецессии парамагнитного спина обменным взаимодействием. Задача определения формы линии ФМР вблизи θ в нашей модели сводится к задаче, решенной в работе [6]. Не повторяя расчетов этой работы, воспользуемся ее выводами, и для формы линии ФМР, для удобства сравнения с экспериментом записанной в функции магнитного поля, имеем

$$J(H) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta H_n}{(H - H_0) + \Delta H_n^2}, \text{ если } |H - H_0| < H_m \quad (4)$$

и

$$J(H) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \Delta H_n} \cdot e^{-\frac{(H - H_0)^2}{2\Delta H_n^2}}, \text{ если } |H - H_0| > H_m, \quad (5)$$

где $\Delta H_n = \frac{\Delta \omega_\phi^2}{\gamma \omega_m} = \frac{\Delta H_\phi^2}{H_m}$ — ширина лоренцевой части кривой ФМР, $\Delta H_n \equiv \Delta H_\phi \equiv \gamma \Delta \omega$ — флуктуационная ширина или ширина гауссовой части кривой ФМР, $H_m = \frac{\omega_m}{\gamma}$.

Таким образом, видим, что линия ФМР вблизи температуры Кюри в центре (при $|H - H_0| < H_m$) имеет лоренцевый характер с шириной линии ΔH_n , а на крыльях — в полях, отличающихся от резонан-

сного на величину, превышающую H_m — приобретает гауссовую форму с шириной, равной ΔH_r .

Определим температурные зависимости параметров ΔH_d , ΔH_r и H_m вблизи температуры Кюри.

Скроджик и Курбатовым [7] была построена простая статистико-термодинамическая теория влияния тепловых флуктуаций дальнего магнитного порядка на ширину линии ФМР. Из этой теории [8] была получена зависимость флуктуационной ширины линии ΔH_f , которая в нашем случае тождественна ΔH_r , от температуры

$$\Delta H_r = \frac{A}{(\theta - T)^{1/2}}, \quad (6)$$

где A — постоянная, зависящая от параметров образца, θ — температура Кюри и T — температура в $^{\circ}\text{K}$.

Как было указано выше, $\omega_m \sim \frac{J\hbar}{r^3}$ и для H_m имеем

$$H_m = \frac{B}{r^3}, \quad (7)$$

где r — средний радиус областей в атомных единицах.

Для ΔH_d из (4) получаем

$$\Delta H_d = \frac{Kr^3}{\theta - T}. \quad (8)$$

Задача сводится к нахождению зависимости r от температуры. Для оценки r следует рассмотреть поведение ближнего магнитного порядка вблизи температуры Кюри, иными словами, определить распределение спинов, направленных противоположно общему магнитному моменту образца. Задача с учетом ближнего порядка решается точно только для одномерной цепочки спинов. Для трехмерного случая задача сильно усложняется и ряд приближенных методов позволяет получить некоторые результаты для частных случаев. Для определения r мы обратимся к наиболее изящному решению этой проблемы — квазихимическому методу, который подробно рассмотрен в работах [4, 9]. Идея квазихимического метода заключается в том, что процесс изменения ориентации отдельного спина рассматривается как химическая реакция между парой спинов, направленных в одну сторону, и парой спинов, направленных в противоположную сторону. Используя закон действующих масс, для средне-статистического числа антипараллельных соседств спинов p получается следующее выражение

$$p = \frac{Nz}{2} \frac{1 - I^2}{\sqrt{1 + (1 - I^2) \left(4e^{\frac{4J}{kT}} - 1 \right) - 1}}, \quad (9)$$

где N — полное число спинов, z — число ближайших соседств, I — намагниченность образца и J — обменный параметр.

Полагая, что все спины, ориентированные в направлении результирующего момента образца, входят в состав областей, а границы этих областей включают все антипараллельные соседства, получаем

$$r = \frac{\sqrt{1 + (1 - I^2) \left(4e^{\frac{4J}{kT}} - 1 \right)} - 1}{2(1 - I)}. \quad (10)$$

Для ферритов-гранатов в качестве параметра J бралась эффективная обменная энергия, определяющая температуру Кюри. На рис. 1 приведен график зависимости r от приведенной температуры

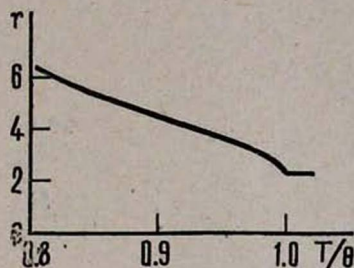


Рис. 1. Зависимость среднего радиуса областей r от приведенной температуры.

Образцы и методика измерений

В настоящей работе было проведено подробное исследование температурной зависимости параметров линии ФМР вблизи температуры Кюри феррита-граната иттрия ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$), гадолиния ($\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) и ферритов-гранатов иттрия с малыми присадками ионов Tb (0,1 ат%), Er (1,0 и 5,0 ат%) и Sm (0,5; 1,0 и 3,5 ат%).

Измерения проводились на спектрометрах типа РЭ 1301 и ЭПА-2М, на которых снималась зависимость первой производной линии поглощения от приложенного магнитного поля.

Были изготовлены сферические образцы из ферритов-гранатов вышеперечисленных составов диаметром 0,3–0,5 мм. Образцы шлифовались в воздушной камере на шкурках с различными размерами зерен и полировались микронным порошком. Нагревание образцов (до 500°C) осуществлялось при помощи потока горячего воздуха. Точность измерения температуры образца была не хуже $\pm 0,5^\circ\text{C}$.

Для анализа формы линии был использован метод построения линейных анамарфоз по экспериментальным данным, разработанный для анализа одиночных симметричных линий электронного парамагнитного резонанса [10].

Результаты эксперимента и их обсуждение

Анализ формы линии ФМР при температурах ниже θ показал, что резонансная линия монокристаллических образцов вышеприведен-

ных составов симметрична и в центре имеет лоренцевый вид, а на крыльях приобретает гауссовый характер.

На рис. 2 дана картина линейных анаморфоз линии ФМР монокристаллического образца $Y_3Fe_5O_{12}$ при температуре 276°C . Как видно из этого рисунка, при $|H - H_0| < 7$ э, т. е. в своей центральной части, линия ФМР имеет лоренцевый вид, а при $|H - H_0| > 7$ э характер поглощения ближе к гауссовой форме.

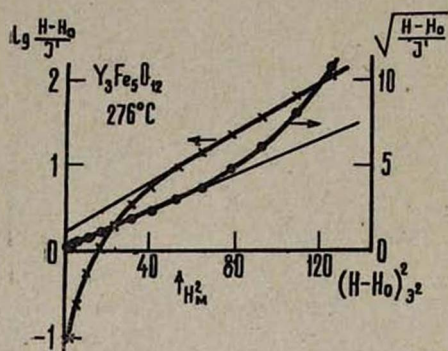


Рис. 2. Линейные анаморфозы линии ФМР иттриевого феррита-граната при температуре 276°C .

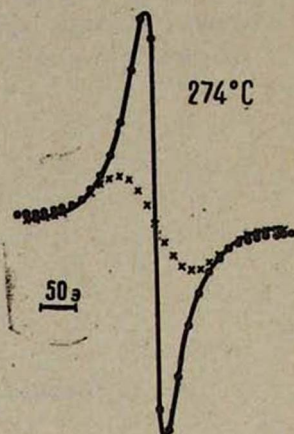


Рис. 3. Производная линии поглощения феррита-граната иттрия с присадкой 0,1 ат % Tb при температуре 274°C . Сплошная линия—эксперимент, $\circ$ — лоренцевая кривая, $\times$ гауссовая кривая.

На рис. 3 изображена экспериментально полученная зависимость первой производной поглощения от поля (сплошная линия) феррита-граната иттрия с присадкой 0,1 ат % тербия. На том же рисунке темными кружочками нанесены точки, соответствующие лоренцевой кривой, а крестиками — гауссовой.

Аналогичная форма линии ФМР наблюдалась и для всех исследованных образцов.

Нами были проведены подробные исследования температурной зависимости параметров ΔH_L , ΔH_T и H_M всех образцов вышеперечисленных составов (по 3–5 образцов каждого состава).

На рисунках 4 и 5 приведены графики зависимости ΔH_L и ΔH_T ферритов-гранатов иттрия и гадолиния от функций $r^3/1 - \frac{T}{\theta}$ и $(1 - \frac{T}{\theta})^{-1}$ соответственно. Линейность этих зависимостей показывает хорошее соответствие экспериментально полученных зависимостей ΔH_L и ΔH_T формулам (8) и (6). На рис. 5 крестиками нанесены значения ΔH_L в функции $(1 - \frac{T}{\theta})^{-1/2}$. Видно, что в непосредственной близости к θ , эта функция достаточно хорошо описывает экспериментально полученную зависимость ΔH_L от температуры. Расхождение начинается с темпе-

ратур, отличающихся от θ примерно на 30°C . Такое совпадение позволило авторам работы [11] отождествить ширину линии ФМР вблизи θ с флуктуационной шириной. (Обычно приводимые значения ширины

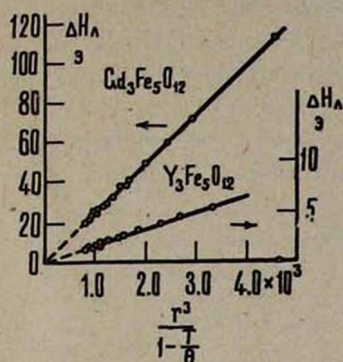


Рис. 4. Характер температурной зависимости ΔH_L .

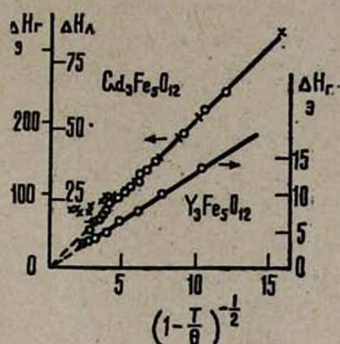


Рис. 5. Характер температурной зависимости ΔH_L ферритов-гранатов иттрия и гадолиния. $\times$ — ΔH_L гадолиниевого граната в зависимости от $\left(1 - \frac{T}{\theta}\right)^{-1/2}$ в относительных единицах.

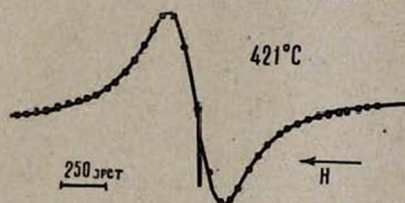


Рис. 6. Производная линии поглощения феррита-граната иттрия с присадкой 0,1 ат % Тб при температуре 421°C . Точки соответствуют лоренцевой кривой.

линии ФМР, измеренные на полувысоте, связаны с ΔH_L простым соотношением — $\Delta H_{1/2} = 2\Delta H_L$). В соответствии с моделью, предложенной для объяснения результатов работы [11], форма линии ФМР должна была бы быть близкой к гауссовой [7]. Однако в наших экспериментах ни при каких температурах линия ФМР не имела гауссового вида. Более того, по мере приближения к θ гауссовый участок на линии ФМР становится менее заметным и при $T = \theta$ и выше резонансная линия имела лоренцевый вид, как это видно из рис. 6, на котором приведена линия резонансного поглощения иттриевого феррита-граната с присадкой 0,1 ат % Тб при температуре выше θ (сравни с рис. 3).

В рамках модели, предложенной в данной работе, такое поведение формы резонансной линии находит объяснение. По мере приближения к θ происходит резкий рост H_m , т. е. переход к гауссовой линии происходит в полях, очень далеких от резонансного. А при θ и выше такой переход должен происходить в полях, отличающихся от

H_0 на величину порядка обменных полей ($\sim 10^5$ эрстед), что практически обнаружить невозможно. Поэтому резонансная линия при θ и выше имеет лоренцевый вид.

По мере приближения к θ имеет место резкое возрастание параметров ΔH_L , ΔH_T и H_M всех исследованных образцов. Рост ΔH_L начинается позже и сама величина ΔH_L значительно меньше флуктуационной ширины.

Рассматривая связь ΔH_L и ΔH_T видим, что уменьшение связано с наличием взаимодействия H_M , которое фактически приводит к частичному подавлению флуктуаций магнитного момента.

В заключение автор выражает благодарность А. О. Меликяну и Э. Г. Шарояну за полезные обсуждения и замечания.

Институт физических исследований
АН АрмССР

Поступила 29.IX.1971

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. Г. Гуревич, Ферриты на сверхвысоких частотах. Физматгиз, 1960.
2. И. А. Дерюгин, В. В. Запорожец, П. С. Куз, Исследование энергетического спектра электронов в металлах. Сборник Наукова думка. Киев, 1965.
3. P.-G de Gennes, C. Kittel, A. M. Portis, Phys. Rev., 116, 323 (1959).
4. С. В. Вонсовский Магнетизм. М., 1971.
5. Б. Авербах, В сборнике Магнитные свойства металлов и сплавов, ИЛ, М., 1961.
6. P. W. Anderson and P. R. Weiss, Reviews of Mod. Phys., 25, 269 (1953).
7. Г. В. Скроцкий, Л. В. Курбатов, ФММ, 10, 335 (1960).
8. Мэнь Сянь-Чжень, Л. А. Давыдов, ФТТ, 5, 2627 (1963).
9. К. П. Белов, Магнитные превращения, М., 1959.
10. Н. Н. Тихомирова, В. В. Воеводский, Оптика и спектроскопия, 7, 829 (1959).
11. А. Г. Гуревич, П. Е. Губнер, А. Г. Титова, ФТТ, 3, 19 (1961).

ՖԵՐՐԻՄԱԳՆԵՏԻՍԱԿԱՆ ՌԵԶՈՆԱՆՍԻ ԿՈՐԻ ԶԵՎԸ ՖԵՐԻՏ-ԳՐԱՆԱՏՆԵՐՈՒՄ ԿՅՈՒՐԻԻ ԶԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԻ ՄՈՏԱԿԱՅՔՈՒՄ

Ս. Ա. ՄՆԱԿԱՆՅԱՆ

Հաշվարկվել է ֆերրոմագնիսական (ՖՄՐ) կորի ձևը Կյուրիի շերմաստիճանի մոտակայքում: Զափվել է կորի ձևի պարամետրերի շերմաստիճանային կախվածությունը Կյուրիի շերմաստիճանի շրջակայքում մի շարք ֆերիտ-գրանատների համար: Ստացվել է փորձնական և տեսական արդյունքների լավ համընկնում:

THE LINE SHAPE OF THE FERROMAGNETIC RESONANCE IN THE FERRIT-GARNETS NEAR BY THE CURIE TEMPERATURE

S. A. MNACAKANIAN

The ferromagnetic resonance (FMR) line shape near by the Curie temperature is calculated. The temperature dependence of the FMR line parameters of ferrite-garnets is measured in the temperature interval in the vicinity of the Curie temperature. The good accordance of experimental and theoretical results is obtained.

ИЗУЧЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ И ИМПУЛЬСНОЙ ДЕФОРМАЦИИ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ЖЕЛЕЗА МЕТОДОМ МАЛОУГЛОВОГО РАССЕЯНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

Л. А. АЗИЗБЕКЯН, Ю. С. ТЕРМИНАСОВ

В работе применен комплекс физических методов исследования — рентгенографический, микроструктурный, микротвердости — для изучения поведения тонкой кристаллической структуры поликристаллического фольгового образца железа, подвергнутого растяжению при качественно разных видах деформирующих воздействий. Обнаружено влияние теплового эффекта на развитие элементов тонкой кристаллической структуры, связь между изменением субструктурных характеристик и механизмом осуществления пластической деформации.

Известно, что при динамической деформации все эффекты, характеризующие искажения кристаллической структуры, выявлены менее резко, чем при статической деформации [1—4]. Если в прежних работах [5—9], главным образом, сравнивался механизм пластической деформации при статическом нагружении и при динамическом сжатии, то работ, в которых проводилось бы сравнительное изучение механизмов пластической деформации при помощи физических методов исследования для таких видов деформации как динамическое растяжение с помощью взрыва, не встречалось. Поэтому представляло интерес провести сравнительное изучение состояния кристаллической структуры металлов, подвергнутых деформации при различных видах нагружения (удар, импульсное воздействие в сравнении со статическим видом нагружения). При этом ставилась задача изучить основные характеристики субструктуры исследуемого материала.

1. Материал и методика эксперимента

Исследовалась поликристаллическая железная фольга толщиной 150 микрон с содержанием 0,03—0,04% углерода.

Образцы изготавливались в форме двусторонней лопатки с размером испытываемого участка 5×30 мм и отжигались в вакуумной печи при 950°C в течение получаса. Такой режим термической обработки позволил получить однородную структуру со средним размером зерен 10—15 микрон.

Отожженные образцы подвергались статическому, ударному и импульсному растяжениям при комнатной температуре на сконструированных установках [10, 11]. При статической и ударной деформации образцы растягивались на разные степени деформации, а импульсное растяжение образцов проводилось на постоянную степень деформации

18—20% с разной энергией взрыва, достигаемой подрывом от 0,5 до 3 г пороха.

По уширению рентгеновских интерференционных линий (110) и (220), полученных на установке УРС-50ИМ с использованием железного излучения, оценивались эффекты второго рода (микроискажения и размер кристаллических блоков).

Применялся метод малоуглового рассеяния рентгеновых лучей, позволяющий с помощью анализа формы экспериментальных кривых оценить средний угол разориентировки блоков мозаики. Для этого использовалась созданная нами вакуумная камера с коллиматором типа Кратки со сцинтиляционной регистрацией рассеяния. Проводились также измерения микротвердости с помощью прибора ПМТ-3 и микроструктурные исследования на металлографическом микроскопе МИМ-8.

2. Результаты исследования и их обсуждение

При помощи выбора аппроксимирующих функций профилей зарегистрированных интерференционных линий разделение эффектов второго рода методом Холла показало, что как микроискажения, так и фрагментация кристаллических блоков при статических и ударных испытаниях интенсивно развиваются на начальных стадиях деформации (до 10—12%), а при дальнейшем ее увеличении практически не изменяются (рис. 1, кривые 1 и 2). При импульсной же деформации подрывом минимального количества пороха (0,5 г) микроискажения и размер кристаллических блоков, достигнув определенных значений, при дальнейшем увеличении энергии взрыва не изменяются (рис. 1, кривые 3). Сравнение конечных значений микроискажений при разных видах нагружений показывает, что при статическом растяжении реализуется наиболее искаженное состояние кристаллической решетки. При ударных же испытаниях достигнутое значение микроискажений на 11—13% меньше по сравнению с данными, полученными при статической деформации. Импульсная деформация вызывает еще меньшее развитие микроискажений кристаллической решетки.

Такое поведение развития микроискажений при высокоскоростных испытаниях, очевидно, обусловлено влиянием теплового эффекта. При динамических и взрывных деформациях, когда процесс пластического течения сопровождается частичным скольжением атомных плоскостей друг относительно друга, выделяется тепло, которое за очень короткое время испытания не успевает рассеиваться по всему объему образца. Это тепло, накапливаясь на действующих плоскостях скольжения, приводит к небольшому локальному отпуску испытываемых образцов.

Сравнение результатов фрагментации кристаллических блоков указывает на то, что самое сильное дробление наблюдается при взрывном растяжении. Подобное поведение процесса, вероятно, следует отнести к индивидуальным свойствам решетки железа и может быть

объяснено различными механизмами осуществления пластического течения при разных видах деформирования.

Результаты исследования среднего угла разориентировки блоков мозаики при статических и ударных испытаниях указывают на быстрый рост этих величин на начальной стадии пластической деформации и стабилизацию их значений при дальнейшем увеличении степени растя-

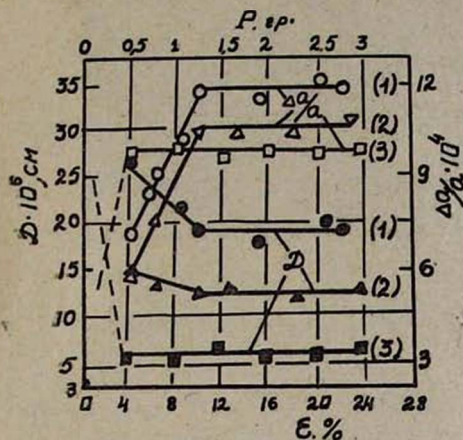


Рис. 1. Развитие микроискажений $\left(\frac{\Delta\alpha}{a}\right)$ и размеров кристаллических блоков (D) в железе при статическом (1), динамическом (2) растяжении на разные степени деформации (ε) и при импульсной деформации (3) подрывом разного количества подрывного порошка (P).

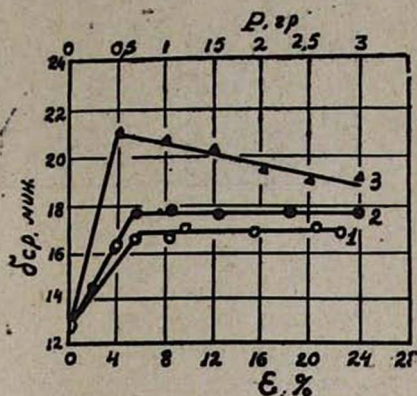


Рис. 2. Изменение среднего угла разориентировки блоков мозаики ($\delta_{ср}$) в железе при статическом (1), динамическом (2) и импульсном (3) растяжении ($150\times$).

жения (рис. 2). При этом достигнутое значение среднего угла разориентировки блоков при ударных испытаниях больше, чем при статических; самая разориентированная структура реализуется при взрывной деформации: при минимальной энергии взрыва (0,5 г пороха) угол разориентировки достигает максимального значения, которое с увеличением количества взрывного вещества несколько уменьшается.

Отмеченный характер изменения средних углов разориентировки между блоками в железе при разных видах деформирования аналогичен изменению их размеров, и связан с различным механизмом протекания пластической деформации при этих видах испытаний. Как указывают микроструктурные исследования, при статической деформации процесс пластического течения протекает преимущественно путем скольжения атомных плоскостей по одной системе (рис. 3а). При динамических же испытаниях (рис. 3в) помимо слабо выраженных полос скольжения наблюдается склонность к повороту зерен друг относительно друга. Можно предполагать, что аналогичный механизм пластического течения имеет место и в отдельных зернах, где происходит поворот более мелких кристаллических структур (напр., блоков

мозаики). В результате такого механизма пластической деформации и получается более разориентированная мозаичная структура при высокоскоростных испытаниях.



Рис. 3. Микрофотографии статически (а) и динамически (в) растянутых образцов железа при одинаковой степени деформации ($\sim 22\%$) ($150\times$).

На рис. 4 приведены микрофотографии импульсно деформированных образцов железа, испытанных подрывом разного количества



Рис. 4. Микрофотографии импульсно деформированных образцов с разными энергиями импульсов: а — 0,5 г пороха, в — 1 г, с — 3 г.

пороха. Из этих рисунков видно, что с увеличением энергии взрыва помимо сильно выраженных поворотов зерен наблюдается интенсификация процесса скольжения. Следовательно, количество локально выделинного тепла с ростом энергии взрыва растет. Вероятно, этим и

можно объяснить некоторое уменьшение углов разориентировки блоков мозаики с увеличением энергии взрыва (рис. 2, кривая 3).

По данным рентгенографических исследований размеров кристаллических блоков (D) и среднего угла разориентировки блоков мозаики ($\delta_{\text{ср}}$) оценивались плотности дислокаций на границах кристаллических блоков в статически, ударно и импульсно деформированных образцах по формулам:

$$1) \rho_D = \frac{3}{D^2}, \quad 2) \rho_{\delta} = \frac{\delta_{\text{ср}}^2}{b^2},$$

где b — вектор Бюргерса, который для железа в плоскости (110) равен 2×10^{-8} см.

Таблица

Плотности дислокаций при статическом, динамическом и импульсном растяжении железа

Статическое растяжение			Динамическое растяжение			Импульсное растяжение		
степень деформации $\epsilon, \%$	плотность дислокаций $\rho \times 10^{-10}; \text{см}^{-2}$		степень деформации $\epsilon, \%$	плотность дислокаций $\rho \times 10^{-10}; \text{см}^{-2}$		количество подорванного пороха, $P, \text{г}$	плотность дислокаций $\rho \times 10^{-10}; \text{см}^{-2}$	
	ρ_D	ρ_{δ}		ρ_D	ρ_{δ}		ρ_D	ρ_{δ}
4	0,45	5,65	2,5	1,15	5,33			
5	0,5	5,82	4,1	1,32	5,8	0,5	12	9,1
8,1	0,68	0,1	6	1,52	6,35	1	12,3	8,4
10,8	0,8	6,12	9,3	1,85	6,58	1,5	12,2	8,1
15,5	0,82	6,13	13	1,9	6,55	2	11,9	7,8
20	0,79	6,1	19	1,93	6,56	2,5	12,2	7,6
22	0,83	6	24	1,91	6,57	3	12	7,2

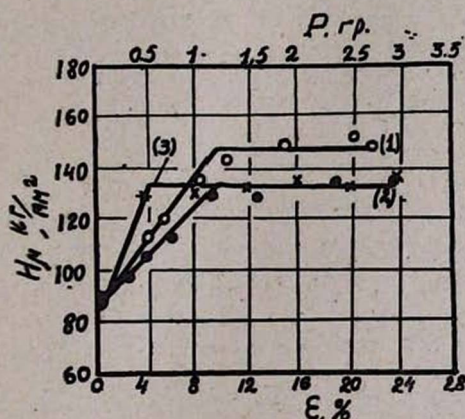


Рис. 5. Изменение микротвердости (H_{μ}) железа при разных видах растяжений: 1 — статическое, 2 — динамическое, 3 — импульсное.

Как видно из таблицы, совпадение значений ρ_D и ρ_{δ} для одного и того же вида деформации вполне удовлетворительное, если учесть, что ρ_D и ρ_{δ} определены совершенно разными методиками рентгеногра-

фического анализа, а оценки по указанным формулам дают экстремальные значения плотностей дислокаций.

Наблюдение за изменением микротвердости железа в процессе статического, динамического и импульсного растяжений указывает на интенсивный процесс упрочнения на начальных стадиях статического и динамического нагружения и при первом же значении энергии импульса (подрыв 0,5 г пороха) (рис. 5). При этом достигнутое значение микротвердости динамически и импульсно деформированных образцов на 15% меньше по сравнению со статическим растяжением. Меньший уровень упрочнения железных образцов при высокоскоростных испытаниях подтверждает гипотезу о влиянии теплового эффекта на кристаллическую структуру железа.

Поступила 4.VI.1971

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. Н. Полюдин-Алексеев, Свойства металлов при ударном нагружении. Металлургия, 1953.
2. Ю. С. Терминасов, В. Ф. Миндукшев, Кристаллография, 2, 4 (1957).
3. Л. И. Миркин, Физика и химия металлов, 1 (1967).
4. И. М. Рядинская, Особенности наклепа некоторых металлов, упрочненных взрывом. Дисс. канд. Волгоград, 1965.
5. Э. С. Атрощенко, П. О. Пашков, И. М. Рядинская, ФММ, 19, 5 (1965).
6. О. А. Кайбашев, Я. С. Уманский, Г. Н. Эпштейн, Докл. АН СССР, 177, 3 (1967).
7. О. А. Кайбашев, Г. А. Кайбашева, Я. С. Уманский, Г. Н. Эпштейн, ФММ, 23, 2 (1967).
8. R. H. Noldern, G. Thomas, Acta Metall, 12, 2 (1964).
9. M. F. Rose, T. L. Berger, The Phil. Mag., 17, 150 (1968).
10. Л. А. Азизбеян, Тез. докладов VI научной конференции по проблеме прочности и пластичности металлов и сплавов, посвященной 100-летию со дня рождения Л. И. Ленина, 1—8 июня 1969 года, Ленинград.
11. Л. А. Азизбеян, Изв. ВУЗов, Физика, 5 (1970).

ՓՈՔՐ ԱՆԿՅՈՒՆՆԵՐԻ ՏԱԿ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ
ՑՐԱՄԱՆ ՄԵԹՈԴՈՎ ՀԱՐՎԱՍՏԱՅԻՆ ԵՎ ԻՄՊՈՒԼՍԱՅԻՆ ԴԵՖՈՐՄԱՑԻԱՅԻ
ԵՆԹԱՐԿՎԱՍ ԵՐԱԿԹՅԱ ՔԱՋՄԱՅՈՒՐՆԵՂԻ ՌԻՍՈՒՄԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Լ. Հ. ԱԶԻԶԵՅԱՆ, ՅՈՒ. Ս. ՏԵՐՄԻՆԱՍՈՎ

Տարբեր ֆիզիկական մեթոդներով (ռենտգենյան, միկրոկառուցվածքային, մեխանիկական) ուսումնասիրված է հարվածային և իմպուլսային դեֆորմացիաների ազդեցությունը երկաթյա նմուշներում նուրբ բյուրեղային կառուցվածքի վրա: Կապ է հաստատված ստրուկտուրային փոփոխությունների և պլաստիկ դեֆորմացիայի մեխանիզմի միջև: Հայտնաբերված է շերմային էֆեկտի առկայությունը մեծ արագությամբ դեֆորմացիայի ենթարկված նմուշներում:

INVESTIGATION OF DYNAMICAL AND IMPULSIVE DEFORMATION OF POLYCRYSTAL IRON BY X-RAYS SMALL-ANGLE SCATTERING

L. A. AZIZBEKIAN, Y. S. TERMINASOV

Various the physical research methods were used to investigate the behaviour of thin crystalline structure of the polycrystal foil of iron, under the different forms of deformation forces. The influence of the thermal effect on the development of the elements of the thin crystalline structure, and also the relation between the change of substructure parameters and the mechanism of the realization of the plastical deformation are discovered.

ПЕРЕДАЮЩАЯ ТЕЛЕВИЗИОННАЯ ТРУБКА ДЛЯ СЪЕМА ИНФОРМАЦИИ СО СТРИМЕРНЫХ ИСКРОВЫХ КАМЕР

В. П. ГОРОХОВ, А. В. ПЕТРАКОВ

Стримерный режим работы искровых камер по сравнению со следящим режимом характеризуется уменьшением времени свечения стримеров с переходом в наносекундную область. В статье показано, что для создания телевизионных регистраторов стримеров нужно идти в первую очередь по пути использования передающих телевизионных трубок повышенной чувствительности, работающих при наносекундных экспозициях. Приведены некоторые характеристики суперортика ЛИ—214, полученные для наносекундного диапазона экспозиций.

В [1, 2] показано, что при кратковременных экспозициях ($E \cdot t$) необходимо, чтобы освещенность E (лк) на светочувствительном слое передающей телевизионной трубки возрастала с уменьшением времени экспозиции t (сек). При работе искровых камер (ИК) в ливневом режиме уменьшается освещенность E без увеличения времени экспозиции t , а при работе ИК в стримерном режиме уменьшается время экспозиции t без увеличения освещенности E . Величина сигнала видикона i_c (мкА) — именно эта трубка до настоящего времени используется для бесфильмового телевизионного съема информации с ИК — становится недостаточной и не только для измерения координат треков, но и для фиксации координат с уменьшенной точностью, тем более, что яркость отдельных треков и стримеров случайно переменна и, чаще, в сторону уменьшения.

Для уверенной фиксации треков (стримеров) с последующим точным измерением координат необходимо получить от телевизионной трубки увеличенный сигнал (с достаточным отношением сигнал/шум). Здесь можно идти двумя путями: 1) использование трубок со светочувствительными слоями в широком диапазоне волн, включая ультрафиолетовую, а также ближнюю и дальнюю инфракрасные области; 2) использование трубок повышенной чувствительности, работающих при микросекундных и наносекундных экспозициях. Спектр излучения импульсного разряда в искровой камере в значительной мере определяется составом газового наполнения. Наполнение всех видов камер производится в основном инертными газами: неоном, аргоном, гелием, ксеноном и смесями этих газов. Первоочередной задачей, стоящей перед разработчиками телевизионных систем съема информации с искровых камер, является выбор передающей трубки со спектральной характеристикой, совместимой со спектром излучения газа, заполняющего ИК.

На рис. 1а приведены спектральные характеристики основных передающих трубок. Здесь же (рис. 1б, в, г) приведено спектральное распределение интенсивности излучения неона, гелия, аргона [3], газов,

наиболее широко применяемых в искровых камерах. Сравнительный расчет спектральной чувствительности видикона ЛИ-415 (кривая 1) и инфракрасного видикона ЛИ-405 (кривая 2) при свечении неона по-

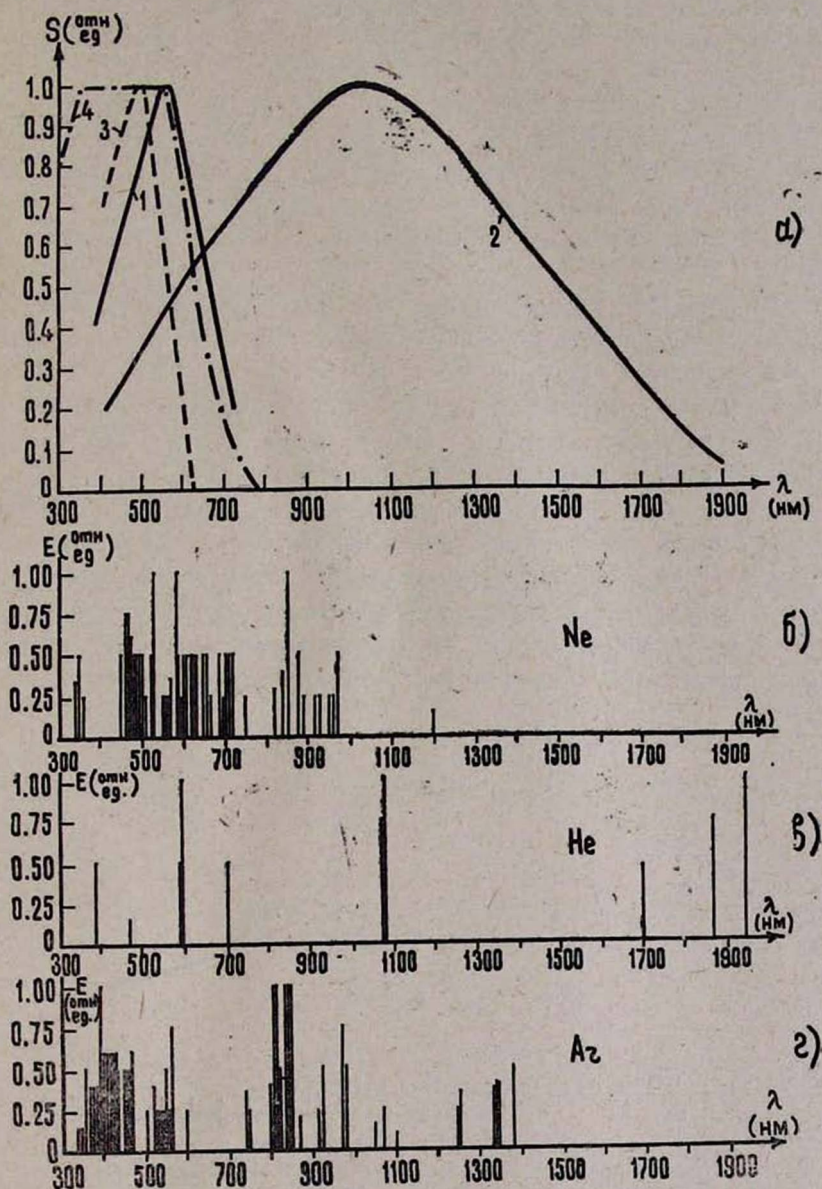


Рис. 1а. Спектральные характеристики передающих телевизионных трубок: 1—видикон ЛИ-415, 2—инфракрасный видикон ЛИ-405, 3—плюмбикон, 4—суперортикон ЛИ-214. б, в, г. Спектральное распределение интенсивности излучения неона, гелия, аргона.

казал, что выигрыш в чувствительности ЛИ-405 по отношению к ЛИ-415 не более, чем в 1,5 раза. Следовательно, применение инфра-

красного видикона при наблюдении треков в неоне не дает существенного эффекта. Использование ЛИ-405 будет более эффективно при наблюдении искровых разрядов в гелии, где наибольшая интенсивность спектральных линий смещена в инфракрасную область. Однако и в этом случае выигрыш в чувствительности не будет превышать 2÷2,5 раза по сравнению с ЛИ-415.

На рис. 1а (кривая 3) показана спектральная характеристика плюмбикона с мишенью из окиси свинца [4] — трубки перспективной в применении с точки зрения быстродействия. Но по чувствительности при свечении неона выигрыша она практически не дает. Чувствительность может быть увеличенной лишь при добавках в газовую смесь аргона.

Таким образом, выбор трубок по оптимуму спектральной чувствительности не оказывает значительного влияния на чувствительность телевизионной системы.

Минимальная рабочая чувствительность видиконов 5÷30 лк, у плюмбиконов она достигает 1÷2 лк, что недостаточно для надежной фиксации стримеров телевизионным способом.

Следовательно, необходимо использовать более чувствительные трубки. Из таких трубок могут быть использованы секон [5], изокон [6] и суперортикон. Из них серийно выпускаются лишь только суперортикон. С целью выяснения возможности применения суперортиконов для съема информации со стримерных камер авторами были проведены эксперименты с высокочувствительным суперортиконом ЛИ-214 (0,001 лк).

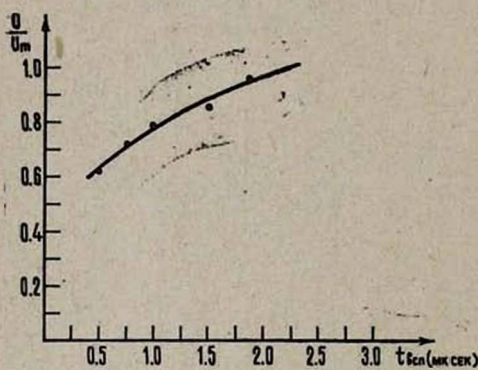


Рис. 2. Зависимость величины сигнала суперортикона ЛИ-214 от длительности импульсной засветки.

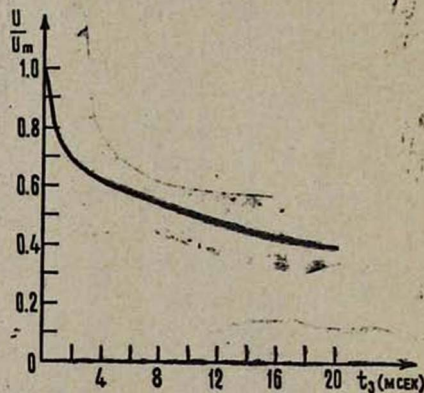


Рис. 3. Характеристика удержания сигнала суперортикона ЛИ-214.

В качестве источника импульсной засветки использовались светодиоды АЛ-102Б на основе фосфида галлия GaP с инерционностью высвечивания менее 40 нсек.

Поджиг светодиода осуществлялся прямоугольными импульсами длительность которых менялась от сотен наносекунд до единиц мик-

росекунд. Яркость свечения кристалла 40 нт. Яркость, цвет высвечивания светодиода ($\lambda_{\text{max}} = 780 \text{ нм}$) в импульсном режиме близки к этим характеристикам стримеров в стримерных камерах. Светодиод относился от камеры на расстояние 2 м. Спектральная характеристика ЛИ-214 показана на рис. 1а (кривая 4).

На рис. 2 показана зависимость изменения величины сигнала от длительности одиночной вспышки светодиода. При $t_{\text{всп}} = 500 \text{ нсек}$ отношение сигнал/шум было не менее 5÷6. Время задержки от момента вспышки до момента сканирования лучом проекции точки от светодиода на мишени 7 мсек. При уменьшении задержки до 0 было выявлено, что сигнал нарастает практически за доли микросекунды.

На рис. 3 приведена характеристика удержания сигнала суперорбитоном ЛИ-214. Длительность вспышки 0,9 мсек, вспышки одиночные. Из кривой видно, что сигнал за время, равное 20 мсек, уменьшился примерно до 40%.

Авторы выражают благодарность Иванчихину А. Ф. за участие в проведении измерений.

Поступила 25.X.1971

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Петраков, А. Е. Гершберг, В. П. Горохов, Я. Я. Венде, Н. Н. Михайлов-Теплов, Техника кино и телевидения, № 4, 57—59 (1969).
2. В. П. Горохов, А. В. Петраков, Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 64 (1971).
3. А. Н. Зайдель, В. К. Прокофьев, С. М. Райский, Е. Я. Шрейдер, Таблицы спектральных линий. Гос. изд. физ.-мат. литературы, 1962.
4. Л. С. Лейтес, Аппаратура формирования сигнала черно-белого телевидения. Связь, 71—74, 1970.
5. S. B. Mende, Proceedings of the IEEE, 57, 3, 281—291 (1969).
6. Electronics, 42, 1, 181—183 (1969).

ՀԱՂՈՐԴՈՂ ՀԵՌՈՒՍԱՏՅԱՆՆԵՐԻ ԽՈՂՈՎԱԿ ՍՏՐԻՄԵՐԱՅԻՆ ԿԱՅԾԱՅԻՆ
ԽՅԵՐԻՑ ԻՆՖՈՐՄԱՅԻԱ ՀԱՆՆՈՒ ՀԱՄԱՐ

Վ. Գ. ԳՈՐՈԽՈՎ, Ա. Վ. ՊԵՏՐԱԿՈՎ

Հոդվածում քննարկվում են կայծային խցերից ինֆորմացիայի հանման համար հեռադատ-
տեսային սխեմաների զգալովյան բարձրացման հարցերը:

TELEVISION TUBE FOR STREAMER CHAMBER AUTOMATIC DATA READ-OUT

V. P. GOROKHOV, A. V. PETRAKOV

The streamer operation in spark chambers differs from spark operation by shorter interval of streamer sparking down to the nanosecond region. It is shown that the most effective way to automatic television streamer fixers development is the use of television tubes with high sensitivity at nanosecond expositions. Characteristics of the tube—ЛИ-214 at the nanosecond range expositions are given.

ДЕЙСТВУЮЩЕЕ ПОЛЕ В НЕРЕГУЛЯРНОЙ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЕ ПРИ НАЛИЧИИ ДИНАМИЧЕСКОГО СКОЛЬЖЕНИЯ МЕЖДУ СГУСТКАМИ ЧАСТИЦ И ВОЛНОЙ

Г. И. ЖИЛЕЙКО, А. М. МОВСИСЯН, В. В. СИНДИНСКИЙ

На основе метода суперпозиции определяется действующее поле в ускоряющем волноводе. Выводятся расчетные формулы для амплитуды действующего поля и синхронной энергии. Указанные величины определяются, исходя из тока пучка частиц и фазы динамического скольжения.

При расчетах динамики частиц и параметров ускоряющих систем с бегущей электромагнитной волной необходимо знать действующее в волноводе поле. Для случая малых токов пучка действующее поле определяется только мощностью генератора и параметрами волновода. С увеличением тока пучка начинает сказываться влияние нагрузки тока на действующее поле.

В работах [1—3] рассматривается случай синхронного движения сгустков частиц и волны при расположении центра сгустка в максимуме ускоряющего поля. При этом амплитуда действующего поля записывается в виде

$$E_d = E_g - E_n,$$

где E_g — амплитуда стороннего поля (поля генератора),

E_n — амплитуда поля излучения.

При расположении центра сгустка не в максимуме ускоряющего поля амплитуда действующего поля может быть найдена из уравнения, полученного суперпозицией поля генератора и поля излучения [4—8]:

$$E_s = E_d \sin \varphi_s = E_g \sin \varphi_g - E_n, \quad (1)$$

где E_s — действующее поле в центре сгустка, φ_s — фаза центра сгустка относительно нуля действующего поля, φ_g — фаза центра сгустка относительно нуля стороннего поля.

Фаза φ_s при синхронном движении определяется как

$$\operatorname{tg} \varphi_s = \operatorname{tg} \varphi_g \cdot \left(1 - \frac{E_n}{E_g \sin \varphi_g} \right) \quad (2)$$

и представляет монотонно убывающую функцию [5, 7, 8].

На практике часто требуется, чтобы волноводные ускорители работали с изменяющейся синхронной действующей фазой φ_s . Для получения какого-либо изменения действующей синхронной фазы следует работать при различных скоростях сгустков и фазы волны. Это можно проиллюстрировать с помощью векторной диаграммы (рис. 1) [5]. Например, для случая синхронного движения, когда фаза стороннего поля постоянна, синхронная действующая фаза убывает с увеличением амплитуды поля излучения. В то же время, если взять фазу φ_g пере-

менной и возрастающей (рис. 2), то можно получить синхронную действующую фазу постоянной и даже возрастающей.

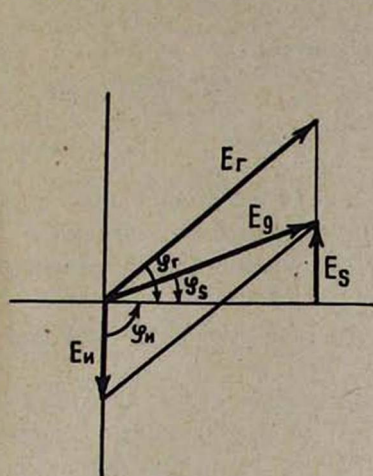


Рис. 1.

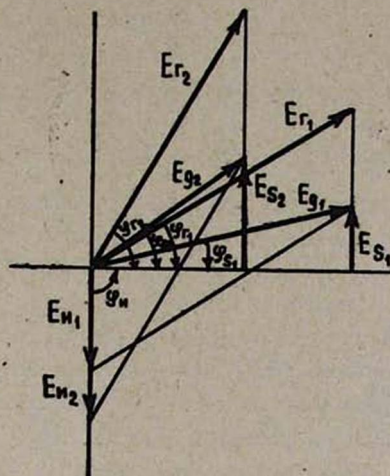


Рис. 2.

Скорость сгустков и фазовая скорость волны связаны уравнением

$$\frac{d\varphi}{dz} = k \left(\frac{1}{\beta_{cr}} - \frac{1}{\beta_{\phi}} \right), \quad (3)$$

где φ — изменение фазы между сторонним полем и центром сгустка или же фаза динамического скольжения.

Фаза стороннего поля определяется как

$$\varphi_r(z) = \varphi_{rn} + \varphi(z), \quad (4)$$

где φ_{rn} — начальная фаза центра сгустка относительно стороннего поля.

Режим работы с $\varphi_r = \text{var}$, т. е. имеет место динамическое скольжение [5] между сгустком и волной, может быть назван случаем не-синхронного движения. Определим изменение действующего поля в этом случае. Если рассмотреть только скольжение сгустка относительно стороннего поля (рис. 2), то уравнение для синхронного действующего поля примет вид

$$E_s = E_r \sin(\varphi_{rn} + \varphi) - E_n. \quad (5)$$

Рассматривая баланс мощности в волноводе [7], используя (5) и для простоты положив, что потери отсутствуют, запишем

$$P_r = P_s + P_d, \quad (6)$$

где $P_s = I \cdot U_s$ — мощность пучка частиц, U_s — синхронная энергия. Подстановкой выражений P_r , E_d , E_r и U_s из работы [7] можно показать, что тождество (6) для $\varphi_r = \text{var}$ не выполняется и, следовательно, уравнение (5) не совсем правильно отражает действительный процесс взаимодействия.

Учитывая, что поле излучения и его фаза относительно центра сгустка зависят от изменения фазы динамического скольжения [9], то уравнение для синхронного действующего поля необходимо записать в виде

$$E_s = E_r \sin(\varphi_{rn} + \varphi) + E_n \sin \varphi_n, \quad (7)$$

где φ_n — фаза центра сгустка относительно нуля поля излучения, равная $-\frac{\pi}{2}$ при $z = 0$.

В работе [9] получено уравнение для поля излучения при несинхронном движении. Фазу φ_n определим из векторной диаграммы на рис. 3, иллюстрирующей уравнение (7). Рассмотрев баланс мощности, проверим достоверность полученных аналитических зависимостей, соответствующих уравнению для синхронного действующего поля (7) с учетом оговоренных ниже приближений.

Поставленную задачу определения действующего поля будем решать методом суперпозиции полей [2, 6] при следующих основных приближениях, принятых в работах [1, 2, 4–9]: рассматривается взаимодействие только основной волны с током группированного пучка частиц, принимается во внимание лишь продольное движение частиц, сгустки аксиально-симметричны, пучок заряженных частиц на входе волновода сгруппирован на сгустки протяженностью меньше половины длины волны в волноводе.

При решении задачи будем производить отсчет фаз от нуля стороннего поля. Причем, если сгусток отстает от нуля поля, будем считать фазу сгустка по отношению к нулю положительной (на векторной диаграмме стрелка направлена в сторону вращения векторов), и, если сгусток опережает нуль поля — отрицательной (на векторной диаграмме стрелка проведена против направления вращения). При отсчете фазы между несколькими полями знак будем определять таким же образом, только задавшись основным полем, относительно которого и будем вести отсчет фаз. В этой работе в качестве основного поля взято стороннее поле (поле генератора).

Стороннее поле определяется высокочастотной мощностью генератора и проводимостью замедляющей структуры Γ [8, 10] ($\Gamma = \frac{1}{2E^2} \int_{(s)} E_r H_0 dS$, S — площадь пространства взаимодействия ус-коряющего волновода, E_r и H_0 — поперечные составляющие поля),

$$E_r = \sqrt{\frac{P_{rn}}{\Gamma}}, \quad (8)$$

где Γ — проводимость волновода, изменяющаяся по z .

С учетом потерь, полагая коэффициент затухания α постоянным, поле генератора записывается так:

$$E_r = \sqrt{\frac{P_{rn}}{\Gamma}} e^{-\alpha z}. \quad (9)$$

Действующее на центр сгустка поле генератора определяется фазой $\varphi_r = \varphi_{rn} + \varphi$,

$$E_{rs} = \sqrt{\frac{P_{rn}}{\Gamma}} e^{-\alpha z} \sin(\varphi_{rn} + \varphi). \quad (10)$$

Выражение для амплитуды поля излучения при несинхронном движении в нерегулярном волноводе с $\Gamma = \text{var}$ выводится методом суперпозиции полей в работе [9] и может быть записано при предположении $\alpha = \text{const}$ в виде

$$E_n = \frac{I e^{-\alpha z}}{2\sqrt{\Gamma}} \sqrt{\left(\int_0^{z_n} \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{\alpha z} dz\right)^2 + \left(\int_0^{z_n} \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{\alpha z} dz\right)^2}. \quad (11)$$

Отсюда, как частный случай при $\Gamma = \text{const}$ и $\varphi = 0$, т. е. при движении сгустков частиц со скоростью, равной фазовой скорости волны, получаем выражение для поля излучения, совпадающее с результатами [3, 6].

Однако для определения действующего синхронного поля нам нужны выражения для поля излучения, записанные совместно с фазой, определяющей положение центра сгустка относительно нуля поля излучения [9]:

$$E_n \sin \Phi = \frac{I e^{-\alpha z}}{2\sqrt{\Gamma}} \int_0^{z_n} \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{\alpha z} dz, \quad (12)$$

$$E_n \cos \Phi = \frac{I e^{-\alpha z}}{\sqrt{\Gamma}} \int_0^{z_n} \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{\alpha z} dz. \quad (13)$$

Из рис. 3, соответствующего векторной диаграмме для действующего синхронного поля, определяемого уравнением (7), и векторной диаграммы для поля излучения, приведенной в работе [9], видно, что $\varphi_n = -\Phi + \varphi + \frac{\pi}{2}$, и тогда

$$\sin \varphi_n = -\cos \Phi \cos \varphi - \sin \Phi \sin \varphi. \quad (14)$$

Подставляя в (7) уравнения (12), (13) и выражение (14), получим уравнение для действующего синхронного поля

$$E_s = \sqrt{\frac{P_{rn}}{\Gamma}} e^{-\alpha z} \sin(\varphi_{rn} + \varphi) - \frac{I \sin \varphi e^{-\alpha z}}{2\sqrt{\Gamma}} \int_0^{z_n} \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{\alpha z} dz - \\ - \frac{I \cos \varphi e^{-\alpha z}}{2\sqrt{\Gamma}} \int_0^{z_n} \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{\alpha z} dz, \quad (15)$$

или, пренебрегая потерями,

$$E_s = \sqrt{\frac{P_{\Gamma H}}{\Gamma}} \sin(\varphi_{\Gamma H} + \varphi) - \frac{I \sin \varphi}{2 \sqrt{\Gamma}} \int_0^{z_H} \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} dz - \frac{I \cos \varphi}{2 \sqrt{\Gamma}} \int_0^{z_H} \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} dz. \quad (16)$$

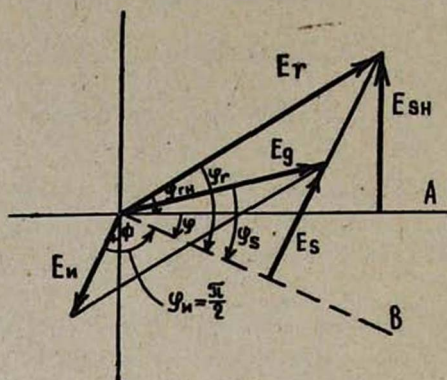


Рис. 3.

После тригонометрических преобразований для амплитуды действующего поля получим

$$E_A^2 = E_r^2 + E_n^2 - 2E_n E_r \sin(\varphi_{\Gamma H} + \varphi).$$

Подставив выражение для E_r из (9) и E_n , найдем уравнение для амплитуды действующего поля

$$E_A^2 = \frac{P_{\Gamma H}}{\Gamma} e^{-2az} + \frac{I^2}{4\Gamma} e^{-2az} \cdot \left[\left(\int_0^{z_H} \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{az} dz \right)^2 + \left(\int_0^{z_H} \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{az} dz \right)^2 \right] - \frac{I \sqrt{P_{\Gamma H}}}{\Gamma} e^{-2az} \int_0^{z_H} \frac{\sin(\varphi_{\Gamma H} + \varphi)}{\sqrt{\Gamma}} e^{az} dz. \quad (17)$$

Пренебрегая потерями, получим

$$E_A^2 = \frac{P_{\Gamma H}}{\Gamma} + \frac{I^2}{4\Gamma} \left[\left(\int_0^{z_H} \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} dz \right)^2 + \left(\int_0^{z_H} \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} dz \right)^2 \right] - \frac{I \sqrt{P_{\Gamma H}}}{\Gamma} \int_0^{z_H} \frac{\sin(\varphi_{\Gamma H} + \varphi)}{\sqrt{\Gamma}} dz. \quad (18)$$

Приобретаемая частицами энергия (синхронная энергия) определяется действующим синхронным полем

$$U_s = \int_0^{z_H} E_s dz. \quad (19)$$

Энергию измеряем в вольтах, т. е. не учитываем заряд электрона. Подстановкой (15) в уравнение (19) получим

$$U_s = \sqrt{P_{\text{гн}}} \int_0^{z_H} \frac{\sin(\varphi_{\text{гн}} + \varphi)}{\sqrt{\Gamma}} e^{-az} dz - \frac{I}{2} \int_0^{z_H} \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{-az} \times \\ \times \left(\int_0^{z_H} \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{az} dz \right) dz - \frac{I}{2} \int_0^{z_H} \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{-az} \left(\int_0^{z_H} \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} e^{az} dz \right) dz. \quad (20)$$

Пренебрегая потерями и учитывая, что

$$\int_0^L f(x) \left[\int_0^x f(x) dx \right] dx = \frac{1}{2} \left[\int_0^L f(x) dx \right]^2,$$

уравнение (20) упрощается,

$$U_s = \sqrt{P_{\text{гн}}} \int_0^{z_H} \frac{\sin(\varphi_{\text{гн}} + \varphi)}{\sqrt{\Gamma}} dz - \frac{I}{4} \left[\left(\int_0^{z_H} \frac{\sin \varphi}{\sqrt{\Gamma}} dz \right)^2 + \left(\int_0^{z_H} \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\Gamma}} dz \right)^2 \right]. \quad (21)$$

Полученные уравнения (15), (17) и (20) в случае $\varphi = 0$ преобразуются в уже известные для синхронного движения (см. напр. [7]):

$$E_H = \frac{I}{2\sqrt{\Gamma}} e^{-az_H} \int_0^{z_H} \frac{e^{az}}{\sqrt{\Gamma}} dz,$$

$$E_s = \sqrt{\frac{P_{\text{гн}}}{\Gamma}} e^{-az_H} \sin \varphi_{\text{гн}} - \frac{I}{2\sqrt{\Gamma}} e^{-az_H} \int_0^{z_H} \frac{e^{az}}{\sqrt{\Gamma}} dz,$$

$$E_d = e^{-az} \sqrt{\frac{P_{\text{гн}}}{\Gamma} + \frac{I^2}{4\Gamma} \left(\int_0^{z_H} \frac{e^{az}}{\sqrt{\Gamma}} dz \right)^2 - \frac{I\sqrt{P_{\text{гн}}}}{\Gamma} \sin \varphi_{\text{гн}} \int_0^{z_H} \frac{e^{az}}{\sqrt{\Gamma}} dz},$$

$$U_s = \sqrt{P_{\text{гн}}} \sin \varphi_{\text{гн}} \int_0^{z_H} \frac{e^{-az}}{\sqrt{\Gamma}} dz - \frac{I}{2} \int_0^{z_H} \frac{e^{-az}}{\sqrt{\Gamma}} \left(\int_0^{z_H} \frac{e^{az}}{\sqrt{\Gamma}} dz \right) dz.$$

Полученные уравнения (15) и (17) составляют систему уравнений, определяющих связь между величинами E_s , E_d , φ_s , φ и Γ при заданных $P_{\text{гн}}$, I и a .

Важнейшая и основная задача расчета ускоряющего волновода — определение его проводимости как функции расстояния по заданному току пучка I , скольжению фазы φ , равновесной фазе φ_s и энергии U_s , может быть решена с помощью уравнения (15) или (16) для действующего синхронного поля E_s . Пути подобного решения рассмотрены в [8, 10].

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. G. Saxon, Proc. Phys. Soc., V. 67, part 9, № 417 B, 705 (1954).
2. Э. Л. Бурштейн, Г. В. Воскресенский, Атомная энергия, 13, вып. 5, 446 (1962).
3. Э. Л. Бурштейн, Г. В. Воскресенский, Радиотехника и электроника, 7, № 12, 2022 (1962).
4. I. E. Leiss, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS—12, 3, 566 (1965).
5. В. И. Короза, А. В. Шальнов, В. А. Володин, ЖТФ, 37, вып. 7, 1126 (1969).
6. А. И. Лихтенберг, Приборы для научных исследований, 33, № 3, 395 (1962).
7. Г. И. Жилейко, Т. Е. Елеманов, В. В. Синдинский, Атомная энергия, 28, вып. 6—(1970).
8. Г. И. Жилейко, Высоковольтные электронные пучки, Энергия, 1968.
9. Г. И. Жилейко, В. В. Синдинский, ЖТФ, 15, вып. 5, 900 (1970).
10. Г. И. Жилейко, Л. М. Мовсисян, В. В. Синдинский, Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 305 (1971).

ՈՉ ՌԵԳՈՒՅԱՐ ԴԱՆԴԱՂԵՑՆՈՂ ՍԻՍՏԵՄՈՒՄ ԳՈՐԾՈՂ ԴԱՇՏԸ
 ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԹԱՆՁՐՈՒԿՆԵՐԻ ԵՎ ԱԼԻՔԻ ՄԻՋԵՎ ԴԻՆԱՄԻԿ ՍԱՀՔԻ
 ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Գ. Ի. ԺԻԼԵՅԿՈ, Լ. Մ. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ, Վ. Վ. ՍԻՆԴԻՆՍԿԻ

Վերադրման մեթոդի հիման վրա որոշվում է արագացնող ալիքատարում գործող դաշտը: Գործող դաշտի ամպլիտուդայի, սինգրոն գործող դաշտի և սինգրոն էներգիայի համար ստացվում են հաշվարկային բանաձևեր: Նշված մեծությունները որոշում են ելնելով մասնիկների փնջի հոսանքից և դինամիկ սահքի փուլից:

EFFECTIVE FIELD IN AN IRREGULAR SLOWING DOWN SYSTEM AT DYNAMIC SLIDING BETWEEN PARTICLE BUNCHES AND THE WAVE

G. I. ZHILEIKO, L. M. MOVSIKIAN, V. V. SINDINSKY

Making use of the superposition method the effective field in an accelerating waveguide is determined.

The formulae for calculating field amplitude, synchronous effective field and synchronous energy are derived. These quantities are expressed by the beam current and the phase of dynamic sliding.

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Ռ. Վ. Թևիկյան. Ոչ-արեկյան տրամաշափային դաշտեր երկու մասսաներով	87
Վ. Մ. Վիրաբյան, Ս. Ս. Դուրգարյան, Ի. Լ. Նզանյան, Ա. Գ. Մալոյան, Կ. Ի. Փյուսֆալյան. 122—14 կէվ կասկադի անկյունային կորելացիայի հետազոտումը Fe ⁵⁷ ում.	93
Վ. Ա. Բաբեղյան. Օղակային ալիքատար անիզոտրոպ միջավայրում.	97
Կ. Ա. Բաբսուկով, Է. Դ. Գազազյան, Է. Մ. Լազիև. Ալիքատարում Դոպլերի էֆեկտի տեսու- թյան վերաբերյալ	103
Փ. Ա. Կոստանյան, Օ. Ս. Մերգեյան. Երկու դիէլեկտրիկների բաժանման սահմանը հա- տող օսցիլլատորի ճառագայթումը	108
Ն. Ա. Ղուրսմազյան. Օնդուլյատորային ճառագայթման տեսության վերաբերյալ	114
Մ. Պ. Լորիկյան, Ռ. Լ. Կավալով, Ն. Ի. Տրոֆիմով, Վ. Լ. Սերով. Ղեկավարվող երկրոր- դային էմիսիան և նրա կիրառումը մասնիկների դետեկտորներում	118
Կ. Ա. Նոյան, Ռ. Գ. Մարտիրոսյան, Վ. Վ. Կարապետյան. Հաստության և մագնիսական հատկությունների ազդեցությունը դոմենների սահմանների սողման վրա գլանային մագնիսական թաղանթներում.	122
Ֆ. Ս. Կարապետյան, Վ. Ն. Աղայան, Հ. Կ. Յաղաբյան, Կ. Ա. Տեր-Առաքելյան, Գ. Ա. Մանրադյան. Li-ի, Rb-ի, Cs-ի ալյումինոֆտորիդների մագնիսական ընկալության չերմաստիճանային կախումը	123
Ս. Ա. Մնացականյան. Ֆերոմագնիսական ռեզոնանսի կորի ձևը ֆերիտ-գրանատներում Կյուրիի չերմաստիճանի մոտակայքում	131
Լ. Հ. Ազիզբեկյան, Յու. Ս. Տերմինասով. Փոքր անկյունների տակ ռենտգենյան ճա- ռագայթների ցրման մեթոդով հարվածային և իմպուլսային դեֆորմացիայի են- վ. Պ. Գուրոսով, Ա. Վ. Պետրակով. Հաղորդող հեռուստատեսային խողովակ ստորմերային թարկված երկաթյա բազմաբյուրեղի ուսումնասիրությունը	139
Կայծային խցերից ինֆորմացիա հանելու համար	146
Գ. Ի. Ժիլեյկս, Լ. Մ. Մովսիսյան, Վ. Վ. Սիեդիեւիլի. Ոչ ռեզոնանսային դանդաղեցնող սխտեմ- ում գործող դաշտը մասնիկների թանձրումների և ալիքի միջև դինամիկ սահման առկայության դեպքում:	150

СО Д Е Р Ж А Н И Е

<i>Р. В. Тевикян.</i> Небелевы калибровочные поля с двумя массами	87
<i>В. М. Вирабян, С. С. Дургарьян, И. Л. Еганян, А. Г. Малоян, К. И. Пюскулян.</i> Исследование угловой корреляции каскада 122—14 кэв в Fe^{57}	93
<i>В. А. Барегамян.</i> Кольцевой волновод в анизотропной среде	97
<i>К. А. Барсуков, Э. Д. Газаян, Э. М. Лазиев.</i> К теории эффекта Допплера в волно- воде	103
<i>Ф. А. Костанян, О. С. Мергелян.</i> Излучение осциллирующего заряда, пересекаю- щего границу раздела двух диэлектриков	108
<i>Н. А. Корхмазян.</i> К теории ондуляторного излучения	114
<i>М. П. Лорикиан, Р. Л. Кавалов, Н. Н. Трофимчук, В. Л. Серов.</i> Управляемая вто- ричная электронная эмиссия и некоторые возможности ее использования в детекторах частиц	118
<i>К. А. Егиян, Р. Г. Мартиросян, В. В. Карапетян.</i> Влияние толщины и магнитных свойств на сползание доменных границ в цилиндрических магнитных пленках	122
<i>Ф. С. Карапетян, В. Е. Адамян, А. К. Ягубян, К. А. Тер-Аракелян, Г. А. Саградян.</i> Температурная зависимость магнитной восприимчивости алюминофтори- дов Li, Rb и Cs	128
<i>С. А. Мнацаканян.</i> О форме линии ферромагнитного резонанса в ферритах-гран- тах вблизи температуры Кюри	131
<i>Л. А. Азизбекиан, Ю. С. Терминасов.</i> Излучение динамической и импульсной де- формации поликристаллического железа методом малоуглового рассеяния рентгеновских лучей	139
<i>В. П. Горохов, А. В. Петраков.</i> Передающая телевизионная трубка для съема информации со стримерных искровых камер	146
<i>Г. И. Жилейко, Л. М. Мовсисян, В. В. Синдинский.</i> Действующее поле в нере- гулярной замедляющей системе при наличии динамического скольжения между сгустками частиц и волной	150

