

ISSN 0002-3035

ՓԻԶԻԿԱ · ՖԻԶԻԿԱ · PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ  
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ  
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS  
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

Журнал издается с 1966 г.  
Выходит 6 раз в год  
на русском, армянском и английском языках.

#### РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Вл. М. Арутюнян, главный редактор  
Э. Г. Шароян, зам. главного редактора  
Вил. М. Арутюнян  
А. А. Ахумян  
Г. А. Вартапетян  
Э. М. Казарян  
А. О. Меликян  
А. Р. Мкртчян  
В. О. Папанян  
А. А. Мирзаханян, ответственный секретарь

#### ԽՄԲԱԳՐԱՎԱՆ ԿՈՒՆԳԻՍ

Վլ. Մ. Հարությունյան, գլխավոր խմբագիր  
Է. Գ. Շարոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ  
Վիլ. Մ. Հարությունյան  
Ա. Ա. Հախումյան  
Հ. Հ. Վարդապետյան  
Է. Մ. Ղազարյան  
Ա. Հ. Մելիքյան  
Ա. Ռ. Մկրտչյան  
Վ. Օ. Պապանյան  
Ա. Ա. Միրզախանյան, պատասխանատու քարտուղար

#### EDITORIAL BOARD

Vi. M. Aroutiounian, editor-in-chief  
E. G. Sharoyan, associate editor  
Vil. M. Harutyunyan  
A. A. Nakhumyan  
H. H. Vartapetian  
E. M. Kazarian  
A. O. Melikyan  
A. R. Mkrтчyan  
V. O. Papanyan  
A. A. Mirzakhanyan, executive secretary

Адрес редакции: Республика Армения, 375019,  
Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г.

Խմբագրության հասցեն՝ Հայաստանի Հանրապետություն,  
375019, Երևան, Մարշալ Բաղրամյան պող., 24-գ:

Editorial address: 24-g, Marshal Bagramyan Av.,  
Yerevan, 375019, Republic of Armenia.

## К ТЕОРИИ МАГНИТОКОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

А. В. АКОПЯН

Институт радиопизики и электроники НАН Армении

(Поступила в редакцию 27 декабря 1993 г.)

В квазиклассическом приближении разработан метод расчета комптоновского рассеяния электромагнитной волны на электроде, движущемся с релятивистской скоростью под произвольным питч-углом к внешнему неквадрующему магнитному полю. Получены гармонический спектр частоты и электрическое поле рассеянной волны.

Комптоновское рассеяние на движущемся электроде при наличии внешнего магнитного поля занимает место среди широко распространенных многообразных процессов по взаимодействию волна-заряд. Условимся, для краткости, называть данный процесс магнитокомптоновским рассеянием (МКР). Особое значение данный эффект приобретает применительно к ряду явлений по рассеянию на быстрых замагниченных зарядах как в астрофизических, так и в лабораторных условиях, в присутствии магнитных полей разных величин и конфигураций [1—3].

Взаимодействие волна-заряд при МКР в большинстве случаев носит коллективный характер, с вытекающими из этого следствиями. Для детального же изучения данного процесса в первую очередь необходимо выявить роль единичного акта рассеяния при парном взаимодействии. В этом плане в [4] изучен вопрос МКР для частного случая, когда электрон первоначально в невозмущенном состоянии движется вдоль заданного постоянного магнитного поля. Найдено поле излучения вторичной волны и проведен анализ зависимости сечения и степени линейной поляризации от магнитного поля. В предлагаемой же работе ставится цель разработать метод расчета МКР для наиболее общего случая, когда электрон движется под произвольным питч-углом к направлению внешнего постоянного однородного магнитного поля. Ниже будут найдены гармонический спектр частоты и электрическое поле рассеянной волны. Расчеты выполнены в неподвижной системе отсчета, при отсутствии среды.

### 1. Частота рассеянной волны

Будем считать мощность рассеиваемой волны такой, что поле волны является фактором малого возмущения. Тогда из уравнения Гамильтона-Якоби энергия электрона, движущегося с релятивистской скоростью  $v$  и импульсом  $p$ , в невозмущенном состоянии есть [5]

$$\varepsilon(p_{\parallel}, I) = c \left( m^2 c^2 + p_{\parallel}^2 + \frac{eBI}{\pi c} \right)^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь  $m, e$  есть масса и заряд электрона,  $I$  — адиабатический инвариант. Всюду индексами  $\parallel$  и  $\perp$  будут отличаться проекции векторов соответственно вдоль и поперек магнитного поля напряженности  $\mathbf{B}$ . Векторы и составленные ими углы задаются в декартовой системе координат, причем  $\mathbf{B} \uparrow z$ .

Пусть на электрон падает квант первичной электромагнитной волны с частотой  $\omega_0$  и волновым вектором  $\mathbf{k}_0 (\omega_0 = k_0 c)$ . При взаимодействии состояние замагниченного электрона меняется и испускается квант вторичной волны с частотой  $\omega$  и волновым вектором  $\mathbf{k}$ . Закон сохранения энергии для элементарного акта перехода

$$\varepsilon(p_{\parallel}, I) + \hbar \omega_0 = \varepsilon(p_{\parallel}, I + \hbar(k_{\parallel} - k_{\parallel 0})) + \hbar \omega, \quad (2)$$

где  $\Delta I$  есть изменение адиабата. Здесь учитывался тот факт, что в магнитном поле имеет место закон сохранения только для продольных составляющих импульсов.

В дальнейшем ограничимся рассмотрением квазиклассического случая, когда выполняются условия:

$$\hbar \omega_0 \ll \varepsilon; \quad \hbar \omega \ll \varepsilon; \quad \Delta I \ll I; \quad B \ll B_0, \quad (3)$$

где  $B_0 \simeq 4,4 \cdot 10^{13}$  Гс есть критическое значение магнитного поля [2, 5]. Применяя в этом пределе метод квантования по боровской теории, имеем

$$\Delta I = 2\pi \hbar n, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (4)$$

где  $n$  — изменение главного квантового числа большого значения при комптоновском переходе. Разлагая, согласно (3), уравнение (2) по малому параметру, из (1) и (4) получим

$$\omega - \omega_0 = (k_{\parallel} - k_{\parallel 0}) v_{\parallel} - n \omega_B, \quad (5)$$

где  $\omega_B = eB/mc\gamma$  — электронная гирочастота,  $\gamma = \varepsilon/mc^2$  — релятивистский фактор. Соотношение (5) есть важное условие резонанса при взаимодействии волн с электроном. Частота излучаемой волны:

$$\omega = \frac{\left| \omega_0 \left( 1 - \frac{v}{c} \cos \chi \cos \vartheta_0 \right) - n \omega_B \right|}{1 - \frac{v}{c} \cos \chi \cos \vartheta}, \quad (6)$$

где  $\chi$  есть питч-угол,  $\vartheta_0$  и  $\vartheta$  — углы падения и испускания, составленные векторами  $\mathbf{k}_0$  и  $\mathbf{k}$  с вектором  $\mathbf{B}$ . Как видно, частота рассеянной волны зависит от многих параметров и задается комбинацией доплеровского смещения частоты и электронных синхротронных гармоник.

В частном случае  $\chi = 0$ , т. е. при движении вдоль  $\mathbf{B}$ , подставляя в (6)  $n = 0$ , переходим к известному выражению для частоты [6]. При этом в ультрарелятивистском пределе частота проявляет резкую

угловую анизотропию. В другом важном случае  $\chi = \pi/2$ , т. е. при вращении электрона в плоскости, перпендикулярной к  $\mathbf{B}$ , имеем

$$\omega = |\omega_0 - \nu \omega_B|. \quad (7)$$

Интересно, что в этом случае частота оказывается независимой от излучательных углов.

При  $\chi \neq 0$  рассеяние сопровождается синхротронным излучением. Однако эти процессы разыгрываются независимо друг от друга и обладают разными физическими свойствами.

## 2. Поле рассеянной волны

Излучение вторичной волны можно интерпретировать также следующим образом. Под совместным воздействием электрического и магнитного полей первичной волны и внешнего магнитного поля электрон в пространстве совершает нестационарное дрейфовое перемещение вблизи невозмущенной траектории. Из-за появившегося ускорения испускается волна тормозного происхождения. Ввиду этого к изучению МКР вполне можно подойти с позиции тормозного излучения в некантованном магнитном поле [7].

Пусть на электрон падает плоская электромагнитная волна  $\sigma_y$ -ой поляризации с электрическим вектором

$$E^{(\sigma)}(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \left\{ e^{i(\sigma)} E_{\omega_0} \exp \left[ i \omega_0 \left( \frac{\mathbf{n}_0 \mathbf{r}}{c} - t \right) \right] \right\}. \quad (8)$$

Здесь  $E_{\omega_0}$  есть амплитуда поля,  $e^{i(\sigma)}$  и  $\mathbf{n}_0 = \mathbf{k}_0/k_0$  — единичные взаимно перпендикулярные векторы поляризации и направления волны:

$$\mathbf{n}_0 = \{ \sin \vartheta_0, 0, \cos \vartheta_0 \}, \quad (9)$$

$$e^{i(\sigma)} = \{ -\cos \vartheta_0 \cos \varphi_0, \sin \varphi_0, \sin \vartheta_0 \cos \varphi_0 \}$$

Здесь  $\varphi_0$  есть поляризационный угол, составленный между проекцией  $e^{i(\sigma)}$  и осью  $x$ .

Решая уравнение движения в низшем приближении теории возмущения, после ряда преобразований для фурье-образа дрейфообразного ускорения электрона находим:

$$\begin{aligned} \mathbf{w}_{\omega} = & \frac{e}{m \gamma} \frac{(1 - \mathbf{n}_1 \mathbf{v}/c)^2}{(1 - \mathbf{n}_1 \mathbf{v}/c)^2 - \omega_B^2/\omega^2} \left\{ \frac{i}{c^2} \frac{\omega_B}{\omega} \frac{1 - \mathbf{n}_1 \mathbf{v}/c}{(1 - \mathbf{n}_1 \mathbf{v}/c)^2 + \frac{\omega_B^2}{\omega^2} \left( \gamma^2 \frac{[\mathbf{n}_B \mathbf{v}]^2}{c^2} - 1 \right)} \right. \\ & \cdot \left( [\mathbf{v} \mathbf{n}_B] + \frac{i \omega_B}{\omega} \frac{[\mathbf{n}_B [\mathbf{v} \mathbf{n}_B]]}{1 - \mathbf{n}_1 \mathbf{v}/c} \right) \left[ (\mathbf{E}^{(\sigma)} \mathbf{v}) - i \gamma^2 \frac{\omega_B}{\omega} \frac{(\mathbf{v} [\mathbf{E}^{(\sigma)} \mathbf{n}_B])}{1 - \mathbf{n}_1 \mathbf{v}/c} - \right. \\ & - \gamma^2 \frac{\omega_B}{\omega} \frac{(\mathbf{n}_B \mathbf{v})}{1 - \mathbf{n}_1 \mathbf{v}/c} \left( (\mathbf{n}_B \mathbf{E}^{(\sigma)}) - \frac{(\mathbf{v} \mathbf{E}^{(\sigma)})(\mathbf{v} \mathbf{n}_B)}{c^2} \right) \left. + \mathbf{E}^{(\sigma)} - \frac{\mathbf{v}}{c^2} (\mathbf{v} \mathbf{E}^{(\sigma)}) - \right. \\ & \left. - \frac{i \omega_B}{\omega} \frac{1}{1 - \mathbf{n}_1 \mathbf{v}/c} \left( [\mathbf{n}_B \mathbf{E}^{(\sigma)}] - \frac{(\mathbf{v} \mathbf{E}^{(\sigma)})[\mathbf{v} \mathbf{n}_B]}{c^2} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{\omega_B^2}{\omega^2} \frac{\mathbf{n}_B}{(1 - \mathbf{n}_1 \mathbf{v}/c)^2} \left( (\mathbf{n}_B \mathbf{E}^{(\sigma)}) - \frac{(\mathbf{v} \mathbf{n}_B)(\mathbf{v} \mathbf{E}^{(\sigma)})}{c^2} \right) \right] \right\}. \quad (10) \end{aligned}$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$E^{(0)} = 2\pi E_{\omega_0} \left[ e^{(s_0)} (1 - \mathbf{n}_0 \mathbf{v}/c) + \frac{\mathbf{n}_0}{c} (\mathbf{v} e^{(s_0)}) \right] e^{i(\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}) \mathbf{r}_0} \cdot e^{-i \frac{\mathbf{k}_\perp \mathbf{v}_\perp}{\omega_B} \sin \psi} \sum_{n, n' = -\infty}^{\infty} I_{n'} \left( \frac{\mathbf{k}_\perp \mathbf{v}_\perp}{\omega_B} \right) I_{n-n'} \left( \frac{\mathbf{k}_{0\perp} \mathbf{v}_\perp}{\omega_B} \right) e^{i n' \psi} \cdot \delta(\omega - \omega_0 - (\mathbf{k}_{\parallel} - \mathbf{k}_{0\parallel}) v_{\parallel} - n \omega_B), \quad (11)$$

где  $I_n(x)$  — функция Бесселя  $n$ -го порядка,  $\mathbf{p}_B = \mathbf{V}/B$  и  $\mathbf{n}_1 = \mathbf{k}/k$  — единичные векторы,  $\mathbf{r}_0$  — невозмущенный радиус-вектор электрона.  $\psi$  есть двугранный угол между плоскостями падения  $(\mathbf{k}_0, \mathbf{V})$  и излучения  $(\mathbf{k}, \mathbf{V})$ . Последний характеризует пространственную ориентацию плоскости поляризации вторичной волны. В (10) и (11) ради простоты начальные фазы исходной волны и вращения электрона приняты равными нулю. Кроме того, не учтена сила радиационного трения ввиду ее малости при  $B \ll B_0$ . Появившиеся на спектральной линии вблизи циклотронного резонанса  $1 - \mathbf{n}_1 \mathbf{v}/c \approx \omega_B/\omega$  пиковые значения сверху ограничены в соответствии с условием  $v^{(1)} \ll v$ , где  $v^{(1)}$  — возмущение скорости.

Электрическое поле рассеянной волны  $\sigma$ -ой поляризации можно найти согласно [6]:

$$E_{\omega}^{(\sigma)} = \frac{e}{c^2} \frac{e^{i\mathbf{k}R}}{R} \frac{e^{(s)} (e^{(s)} [\mathbf{n}_1 [(\mathbf{n}_1 - \mathbf{v}/c) \mathbf{w}_{\omega}]]]}{(1 - \mathbf{n}_1 \mathbf{v}/c)^2}, \quad (12)$$

где  $e^{(s)}$  — единичный вектор поляризации,  $R$  — радиус-вектор точки наблюдения. Единичные взаимно перпендикулярные векторы задаются в следующем виде:

$$\mathbf{n}_1 = \{\sin \vartheta \cos \psi, \sin \vartheta \sin \psi, -\cos \vartheta\}, \quad (13)$$

$$e^{(s)} = \{\cos \vartheta \cos \varphi \cos \psi - \sin \vartheta \sin \psi, \cos \vartheta \cos \varphi \sin \psi + \sin \vartheta \cos \psi, \sin \vartheta \cos \varphi\},$$

где  $\varphi$  — поляризационный угол вторичной волны, составленный между  $e_{\perp}^{(s)}$  и  $\mathbf{k}_{\perp}$ . Рассеяние характеризуется также углами, составленными вектором с  $\mathbf{v}$  с  $\mathbf{k}_0$  и  $\mathbf{k}$ , углом между  $\mathbf{k}_0$  и  $\mathbf{k}$ , а также азимутальным углом вектора скорости. Связи между всеми характеристическими углами задаются при помощи формул косинусов и здесь не приводятся.

Представим вектор  $e^{(s)}$  через сумму единичных взаимно перпендикулярных ортов для  $(p)$ - и  $(s)$ -поляризаций:

$$e^{(s)} = l_1 e^{(p)} + l_2 e^{(s)}, \quad (14)$$

где  $e^{(s)} = [\mathbf{v} \mathbf{e}_1] / [|\mathbf{v} \mathbf{n}_1|]$ ,  $e^{(p)} = [e^{(s)} \mathbf{n}_1]$ . Для получения этих ортов в (13) следует подставить соответственно  $\varphi = \pi/2$  и  $\varphi = 0$ . В (14) берется  $l_1 = 0$ ,  $l_2 = 1$  для  $(s)$ - и  $l_1 = 1$ ,  $l_2 = 0$  для  $(p)$ -поляризованной волн. Таким же образом:  $l_1 = l_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}$  для право- и  $l_1 = -l_2 = 1/\sqrt{2}$  для лево-поляризо-

ванной круговой поляризации. Аналогично описанному мы поступим и при выборе единичного вектора  $e^{(2)}$  рассеиваемой волны (9). В случае же, когда одна из волн или одновременно обе волны не поляризованы, сечение или спектральную интенсивность излучения следует усреднить по поляризационным углам  $\varphi_0$  и  $\varphi$ .

Таким образом, основная суть полученных результатов заключается в том, что с их помощью можно детально исследовать всевозможные комптоновские переходы волн любых поляризаций при рассеянии на замагниченном заряде с произвольными энергиями иpitch-углами. Для этой цели требуется выполнение дальнейших необходимых стандартных процедур при конкретно заданных физических параметрах и условиях задачи. В этом плане, несомненно, большой интерес представляет МКР на быстром заряде, вращающемся по окружности в перпендикулярной к  $\mathbf{B}$  плоскости. Это есть предмет отдельного рассмотрения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Пахольчик. Радиоастрофизика. М., Мир, 1973.
2. В. Л. Гинзбург. Теоретическая физика и астрофизика. М., Наука, 1987.
3. В. Ч. Жуковский, И. Херман. Вестник МГУ, физика и астрофизика, вып. 6, 671 (1970).
4. А. В. Акопян. Изв. АН Армении, Физика, 26, вып. 1, 3(1991).
5. А. А. Соколов, И. М. Тернов. Релятивистский электрон. М., Наука, 1983.
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теория поля. М., Наука, 1967.
7. А. В. Акопян. Изв. вузов, Радиофизика, 33, вып. 8, 930(1990).

#### ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԱՆԻՔԻ ՄԱԳՆԻՏԱՔՈՄՓՈՆՅԱՆ ՑՐՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա. Վ. ՀԱԿՈՅԱՆ

Աշխատանքում քվադրատական մոտավորությամբ զարգացված է հաշվարկի մեթոդ, արտաքին ոչ-քվանտացվող մագնիսական դաշտի նկատմամբ կամայական պիտչ-անկյան տակ ուելյատիվիստիկ արագությամբ շարժվող էլեկտրոնի վրա էլեկտրամագնիսական ալիքի բոմբիթոնյան ցրման համար: Ստացված են ցրված ալիքի հաճախության հարմոնիկ սպեկտրը և էլեկտրական դաշտը:

#### ON THE THEORY OF MAGNETO-COMPTON SCATTERING OF ELECTROMAGNETIC WAVE

A. V. HAKOPIAN

Method for calculation of Compton scattering of electromagnetic wave on the electron moving with relativistic velocity under arbitrary pitch angle to the external non-quantizing magnetic field is developed in the quasiclassical approximation. Frequency harmonic spectrum and electric field of the scattered wave are obtained.

УДК 621.315.592

## ДВУХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В МНОГОЯМНОЙ КВАНТОВОЙ СТРУКТУРЕ

С. К. АВЕТИСЯН, А. О. МЕЛИКЯН, Г. Р. МИНАСЯН

Государственный инженерный университет Армении

(Поступила в редакцию 18 января 1994 г.)

В работе теоретически рассмотрено двухфотонное поглощение в широкобарьерной гетероструктуре  $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$  ( $x \leq 0,35$ ), с учетом реальной зонной структуры материалов ямы и барьера, а также конечности энергетических разрывов  $\Delta E_c$  и  $\Delta E_v$  для потенциала гетероструктуры. Исследованы поляризационные и частотные характеристики коэффициента двухфотонного поглощения. Показано, что при достаточно малых глубинах ям число возможных переходов в ямах резко уменьшается, а некоторые переходы, имеющие место в модели бесконечных барьеров, вообще отсутствуют.

Многофотонная, и в частности, двухфотонная спектроскопия поглощения позволяет уточнить ряд важных параметров многослойных гетероструктур  $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ , в частности, разрывы  $\Delta E_c$  и  $\Delta E_v$  на гетерограницах, значения которых, несмотря на множество спектроскопических исследований, еще не определены однозначно.

По проблеме двухфотонного поглощения в квантовых ямах и гетероструктурах опубликовано небольшое число экспериментальных работ [1—5].

Теоретическому исследованию коэффициента двухфотонного межзонного поглощения в полупроводниковых структурах пониженной размерности посвящены работы [6, 7]. В [6] рассмотрено двухфотонное поглощение для квазиодномерных и квазидвумерных многоямных квантовых структур (МКС). Задача решена в приближении эффективной массы в двухзонной изотропной параболической модели полупроводника при пренебрежении экситонными эффектами и расщеплением валентной зоны при переходе от массивного образца к квантовым ямам. В [7] рассмотрено двухфотонное поглощение в двумерной квантовой структуре с учетом нелокальных эффектов. Здесь, как и в [6], рассмотрена простая двухзонная модель в предположении бесконечно глубоких ям.

Реальные квантовые потенциальные ямы в МКС и сверхрешетках (СР) имеют конечную глубину, и приведенные в работах [6, 7] выражения непригодны для количественного анализа энергий квантовых состояний и оптических спектров в вышеотмеченных структурах.

В данной работе теоретически рассмотрено двухфотонное поглощение в широкобарьерной гетероструктуре  $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$  ( $x \leq 0,35$ ) с учетом реальной зонной структуры материалов квантовых ям и ко-

нечности энергетических разрывов  $\Delta E_c$ ,  $\Delta E_v$ . Исследованы поляризационные и частотные зависимости коэффициента двухфотонного поглощения и его зависимость от конкретных параметров гетероструктуры.

Предполагается, что МКС широкобарьерная, т. е. пренебрегаем туннельными переходами носителей между отдельными ямами МКС. Это обусловлено тем, что до сих пор практически все оптические измерения для сверхрешеток типа I [8] (в частности для  $GaAs/GaAlAs$ ) проводились на системах квантовых ям, в которых сверхрешеточные эффекты несущественны.

В МКС коэффициент двухфотонного поглощения определяется соотношением

$$\alpha^{(2)} = \frac{2\hbar\omega W^{(2)}}{I(a+a_B)}, \quad (1)$$

где  $W^{(2)}$ —скорость междузонных двухфотонных переходов на единицу площади квантовой ямы;  $I$ —интенсивность света,  $a$ —ширина квантовой ямы узкозонного материала ( $GaAs$ );  $a_B$ —ширина барьера ( $Ga_{1-x}Al_xAs$ ).

Для вычисления составного матричного элемента  $M^{(2)}$  ограничимся учетом линейных по  $k_{\perp}$  членов в разложении, соответствующих разрешено-запрещенным переходам, т. к. для кристаллов типа  $A_3B_5$  разрешен-разрешенные переходы вносят пренебрежимо малый вклад [9, 10].

Рассмотрим переход из вырожденной валентной зоны в зону проводимости ( $2\hbar\omega - E_g \ll E_g$ ,  $\Delta$ , где  $E_g$ —ширина запрещенной зоны  $GaAs$ ,  $\Delta$ —энергия спин-орбитального расщепления).

Поскольку в массивном полупроводнике  $A_3B_5$  симметрии  $T_d$  в рассмотренной области частот хорошо применимо приближение, где учтены зона проводимости и все три ветви валентной зоны, будем работать с четырехзонной моделью полупроводника [10]. Так как энергия размерного квантования  $\pi^2\hbar^2/2m_{c,v}a^2$ , как правило, намного меньше  $E_g$  (рассматриваются не слишком тонкие квантовые слои), то при нахождении  $W^{(2)}$  согласно методу огибающей функции [11] можно воспользоваться результатом расчета матрицы  $M_{cv}^{(2)}$  для однородных полупроводников указанной симметрии. Произведя в матричном элементе двухфотонного перехода для массивного образца  $V^{(2)}(k_x, k_y, k_z)$  замену  $k_z \rightarrow \hat{k}_z = -i \frac{\partial}{\partial z}$  и учитывая огибающие волновые функции электрона  $f^{c(v)}(\mathbf{r})$ , в соответствующих подзонах  $c$ - и  $v$ -зон можно написать

$$M_{cs, vj}^{(2)}(\mathbf{k}_{\perp}, \mathbf{e}, \omega) = \int_{V_0} d\mathbf{r} f_s^{c*}(\mathbf{r}) V_{cs, vj}^{(2)}(\mathbf{k}_{\perp}, \hat{k}_z, \mathbf{e}, \omega) f_j^v(\mathbf{r}), \quad (2)$$

где  $V_0$ —объем квантового слоя, а

$$f_{s(l)}^{c(v)} = F_{n(n')}^{c(v)}(z) e^{ik_x r} \chi^{s(l)}, \quad (3)$$

где  $s = \pm 1/2$  для зоны проводимости;  
 $j = \pm 3/2$  для зоны тяжелых дырок ( $hh$ );  
 $j = \pm 1/2$  для зоны легких дырок ( $lh$ ).

Огибающие функции получают решением уравнения Шредингера для каждого типа частицы в одномерной прямоугольной потенциальной яме с конечной глубиной  $V$ , в приближении эффективной массы. Причем, высота потенциального барьера  $V_c = \Delta E_c$ ,  $V_{lh} = V_{hh} = \Delta E_v$  зависит от состава  $x$  барьера  $Al_xGa_{1-x}As$  и является параметром задачи.

Условия сшивания решений уравнений Шредингера на границах конечной ямы  $z=0$ ,  $z=a$  приводят к следующему трансцендентному уравнению

$$x = n - \frac{2}{\pi} \arcsin \frac{x}{\sqrt{ul + x^2(1-l)}}, \quad (4)$$

где  $n=1, 2, 3, \dots$ ,  $x = \frac{ka}{\pi}$ ,  $k = \sqrt{\frac{2m_A E}{\hbar^2}}$ ,  $U = \frac{V}{E_0}$  приведенная глубина ямы;  $E$  — энергия частиц;  
 $E_0 = \pi^2 \hbar^2 / 2m_A a^2$  — энергия первого уровня для частицы типа  $m_A$  в одномерной яме ширины  $a$ , с бесконечно высокими барьерами;  $l = \frac{m_A}{m_B}$  — отношение масс для частицы данного типа ( $e, lh, hh$ ) в материале ямы и барьера.

Решая (4) в отдельности для каждого типа частиц, получим спектр энергий и параметры огибающих функций для электронов и дырок в соответствующих конечных ямах.

Для вычисления (2), как и в случае массивного полупроводника, применим метод инвариантов [12, 13], согласно которому для разрешенно-запрещенных переходов  $\Gamma_8 \Rightarrow \Gamma_6$  группы  $T_d$  в  $V^{(2)}$  должны входить комбинации вида  $e_\alpha e_\beta k_\gamma$ , преобразующиеся по неприводимым представлениям  $E, F_2, F_1$ . При этом, если учитывать виртуальные промежуточные состояния только в зонах  $c$  и  $v$ , получается следующее разложение:

$$\begin{aligned} \hat{V}^{(2)} = & \frac{2}{\sqrt{3}} [a_1(ee)k_x + a_2(ek)e_z] \hat{T}_\alpha^{F_2} + [b_1 k_x (e_{\alpha+1}^2 - e_{\alpha+2}^2) + \\ & + b_2 e_\alpha (k_{\alpha+1} e_{\alpha+1} - k_{\alpha+2} e_{\alpha+2})] \hat{T}_\alpha^{F_1} + c [\sqrt{3} e_z (e_y k_x - e_x k_y) \hat{T}_1^E + \\ & + (2k_z e_x e_y + e_z (e_y k_x + e_x k_y)) \hat{T}_2^E]. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь  $T^{F_2}, T^{F_1}, T^E$  — матрицы соответствующих представлений, а  $a_i, b_i, c$  — константы, которые в модели Кейна [12, 13] имеют следующий вид:

$$a_1 = L \left( 2 - \frac{2}{3} q - \frac{1}{3} s \right), \quad a_2 = L \left( 6 - \frac{4}{3} q - \frac{1}{3} s \right),$$

$$b_2 = c = -b_1 = \frac{2}{3} Ls, \quad P = \langle s | \hat{P}_x | x \rangle, \quad (6)$$

$$L = \frac{\hbar}{m_0} \frac{P^3}{E_g^2}, \quad P = \frac{\Delta}{\Delta + E_g}, \quad q = \frac{2\Delta}{2\Delta + E_g}, \quad s = \frac{3E_g + 2\Delta}{2(E_g + \Delta)}.$$

Здесь применены общепринятые обозначения для модели Кейна [12].

При вычислении (2) для межзонных матричных элементов квазиимпульса  $\mathbf{k}$  получаются следующие выражения:

$$(k_{\perp})_{nn'} = \int_0^a dz F_n(z) k_{\perp} F_{n'}(z) = B_n B_{n'} \frac{2k_{\perp} a}{\pi} \frac{\sin \alpha_n \cdot \sin \alpha_{n'}}{x_n^2 - x_{n'}^2} (l_n y_n - l_{n'} y_{n'}), \quad (7a)$$

$$(k_z)_{nn'} = l B_n B_{n'} [1 - (-1)^{n'-n}] \frac{l_n y_n l_{n'} y_{n'} + x_n^2}{x_n^2 - x_{n'}^2} \cdot \sin \alpha_n \cdot \sin \alpha_{n'}, \quad (7b)$$

где  $E_n = E_0 x_n^2$ ,  $y_n = \sqrt{(U - x_n^2)l}$ ,  $B_n = \sqrt{\frac{2}{a}} \left( 1 + \frac{2(x_n^2 + y_n^2 l)}{\pi y_n (x_n^2 + y_n^2 l^2)} \right)^{-1/2}$ ,

$$\sin \alpha_n = \frac{X_n}{\sqrt{Ul + x_n^2(1-l)}}$$

Для коэффициента поглощения  $\alpha^{(2)}$  получается

$$\alpha^{(2)} = \sum_{cn, vn'} \alpha_{cn, vn'}^{(2)} = \frac{4\pi e^2}{a + a_B} \left( \frac{2\pi e^2}{m_0^2 \omega^3 c \chi} \right)^2 \cdot I \sum_{nn'} \frac{\mu_{cv}}{2\pi \hbar^2} \cdot \frac{L^2}{a^2} F_{nn'}(e), \quad (8)$$

где  $\mu_{cv}$  — приведенная эффективная масса электрона и соответствующей дырки;  $\chi$  — показатель преломления на частоте  $\omega$ ,  $F_{nn'}$  — безразмерный множитель, зависящий от поляризации света и от индексов подзон, между которыми происходят переходы.

Следует отметить, что для  $GaAs$   $a_1$  и  $a_2$  значительно превышают остальные коэффициенты и в  $\alpha^{(2)}$  основной вклад дают те переходы, матричные элементы которых содержат  $a_1$  и  $a_2$ . Приведем значения  $F_{nn'}$  для нескольких таких переходов.

1) Переход  $hh(n=1) \rightarrow c(n=1)$ ,  $e_{\perp} z$

$$F_{11} = \frac{1}{2L^2} \left[ (a_1 + a_2)^2 + \left( a_1 + \frac{1}{2} b_1 \right)^2 \right] a^2 (k_{\perp})_{11}^2 \text{ линейная поляризация} \quad (9a)$$

$$F_{11} = \frac{1}{2L^2} \left( a_1 + \frac{1}{2} b_2 \right)^2 \cdot a^2 \cdot (k_{\perp})_{11}^2 \text{ циркулярная поляризация} \quad (9b)$$

2) Переход  $lh1 \rightarrow c1$ , линейная поляризация

$$F_{11} = \frac{1}{6L^2} \left[ (a_1 + a_2)^2 + \left( a_1 - \frac{3}{2} b_1 \right)^2 \right] (k_{\perp})_{11}^2 a^2. \quad (9b)$$

Для переходов с нечетным  $n^1 - n$  основной вклад получается при поляризации  $e \parallel z$ . Переходы  $hh1 \rightarrow c2$  и  $hh2 \rightarrow c1$  не дают вклада в поглощение, согласно закону сохранения момента импульса, что находится в согласии с результатом эксперимента [1].

3) Для переходов  $lh1 \rightarrow c2$  или  $lh2 \rightarrow c1$ ,  $e \parallel z$ ,

$$F_z = \frac{4}{3} (a_1 + a_2)^2 \frac{(k_z)_{21}^2 \cdot a^2}{L_z} \text{ линейная поляризация.} \quad (9г)$$

В выражениях (9а)–(9в) ( $k_{\perp}$ ) получается из (7а) заменой

$$k_{\perp} a^2 = \frac{2^{1/2} c v a^2}{\hbar^2} (2\hbar\omega - E_g - E_{oc} x_n^2 - E_{ov} x_n^2), \quad (10)$$

согласно закону сохранения энергии при двухфотонном поглощении, а  $(k_z)_{21}^2$  в (9г) получается из (7б) при  $n=(c, 2)$ ,  $n'=(lh, 1)$ .

Реальная зонная структура материалов квантовых ям и барьеров в  $a^{(2)}$  проявляется в виде коэффициентов  $\mu_{cv}$ ,  $F_{nn'}$ , и  $\Theta(2\hbar\omega - E_g - E_{co} x_n^2 - E_{co} x_n^2)$ . Как видно из (5), (6) и (9), коэффициент  $F_{nn'}$  полностью определяется спецификой зонной структуры материала, а конкретное значение зависит как от типа перехода, так и от направления вектора поляризации относительно направления ограничения. Этим (9) отличается от результатов работ [6, 7] для коэффициентов поглощения, полученных без учета зонной структуры материала. Следует отметить, что это отличие остается в силе и в приближении бесконечно глубоких ям.

Как видно из (7б), для поляризации  $e \parallel z$  в случае конечной потенциальной ямы, как и в случае бесконечной ямы имеет место правило отбора, согласно которому  $(k_z)_{nn'} \neq 0$  только при нечетных  $n^1 - n = \Delta n$ . Величины матричных элементов, однако, отличаются.

Для поляризации же  $e \perp z$ , в отличие от случая бесконечно глубоких ям, где благодаря ортогональности решений в области  $(0 < z \leq a)$  имеется правило отбора  $n^1 - n = 0$ , в случае конечных ям переходы имеют место при произвольных четных  $n^1 - n$ , вероятность переходов, однако, с увеличением  $\Delta n$  уменьшается. Отметим также, что в случае ( $e \perp z$ ) коэффициенты поглощения для линейной и циркулярной поляризации отличаются (см. 9а, 9б), что представляет определенный интерес с точки зрения экспериментального определения параметров зонной теории.

Учет конечности реальных потенциальных ям для электронов и дырок проявляется как в матричных элементах (7а, 7б), определяющих силы осцилляторов соответствующих переходов, так и в частотной зависимости коэффициента поглощения. Действительно, решение уравнения (4) для достаточно малых  $U$  (малых  $Va^2$ ) показывает, что происходит значительное изменение энергетического спектра частиц в яме. Так, для параметров образцов, использованных в эксперименте [1] ( $a = 40 \text{ \AA}$  и  $110 \text{ \AA}$ ,  $\Delta E_c = 0.303 \text{ эВ}$ ;  $\Delta E_v = 0.107 \text{ эВ}$ ), согласно нашим расчетам, для энергий основных состояний электронов и легких дырок получаем:

$$\text{для } a=40\text{\AA} \quad E_{c1}=0,32E_{co}, \quad E_{lh1}=0,22 E_{lho}$$

$$\text{для } a=110\text{\AA} \quad E_{c1}=0,6 E_{co}, \quad E_{lh1}=0,52 E_{lho},$$

а для тяжелых дырок из-за большой эффективной массы яму можно считать бесконечной. Аналогичные изменения имеются для остальных состояний.

Вышеуказанное значительное изменение (в несколько раз) энергии связи частиц проявляется в пороге поглощения и в частотной зависимости  $\alpha^{(2)}$ , которая для поляризации  $e \perp z$  определяется выражением

$$\sum_{nn'} (2\hbar\omega - E_g - E_{co}x_n^2 - E_{co}x_{n'}^2) \Theta(2\hbar\omega - E_g - E_{co}x_n^2 - E_{co}x_{n'}^2) F_{nn'},$$

а для поляризации  $e \parallel z$  определяется выражением

$$\sum_{nn'} F_{nn'} \Theta(2\hbar\omega - E_g - E_{co}x_n^2 - E_{co}x_{n'}^2).$$

При  $e \parallel z$ , согласно правилу отбора,  $n \neq n'$ , и порог поглощения будет выше.

Самое важное, однако, заключается в том, что не только значительно меняются энергии состояний и соответственно энергетические расстояния между подзонами, но и число возможных состояний в потенциальных ямах.

Например, для условий эксперимента [1] при  $a=40\text{\AA}$  и вышеотмеченных  $\Delta E_c$ ,  $\Delta E_v$  как для электрона, так и для легкой дырки существует только по одному состоянию в квантовых ямах ( $n=n'=1$ ).

Следовательно, при поляризации  $e \parallel z$  из-за запрещенности перехода по правилу моментов из состояний тяжелой дырки и правилу отбора  $\Delta l$ —нечетный для переходов  $lh \rightarrow c$  получаем, что в данной поляризации двухфотонные переходы вообще не проявляются. В случае же  $a=110\text{\AA}$  в яме существуют 3 состояния электрона и 2 состояния легкой дырки.

Таким образом, мы приходим к выводу, что для объяснения оптических спектров МКС и СР необходимо детально учитывать как специфику зонной структуры материалов, так и параметры квантовых ям (величины  $a$ ,  $\Delta E_c$ ,  $\Delta E_v$ ,  $l = m_A/m_B$ ) и поляризационную зависимость двухфотонных переходов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. K. Tai, A. Mysyrowicz, R. J. Fischer, R. E. Slusher and A. Y. Cho. Phys. Rev. Lett., 62, №15, 1784 (1989).
2. D. Fröhlich, P. Köhler, Ch. Pahlke. Phys. Rev., B 40, 1976 (1989).
3. А. А. Бугаев, А. Л. Станкевич. ФТТ, 34, № 5, 1613 (1992).
4. J. B. Stark, W. H. Knox, D. S. Chemla. Phys. Rev. Lett., 68, № 20, 3080, (1992).
5. I. Y. Bigot, M. A. Mycek, S. Weihs, D. S. Chemla. Phys. Rev. Lett., 70, № 21, 3307 (1993).

6. N. Spector. Phys. Rev., B35 № 11, 5876 (1987).
7. A. Pasquarello, A. Quatropani. Phys. Rev., B38, № 9, 6206 (1988).
8. М. А. Херман. «Полупроводниковые сверхрешетки». М., Мир, 1989.
9. V. Nathan, A. H. Guenther. Jour. Opt. Soc. Am., B2, № 2, 294 (1985).
10. Е. Л. Ивченко. ФТТ, 14, № 12, 3489 (1972).
11. P. Voisin, G. Bastard, M. Voss. Phys Rev., B29, 936 (1984).
12. Г. Л. Бир, Г. Е. Пикус. «Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках». М., «Наука», 1972 г.
13. С. В. Арифжанов, Е. Л. Ивченко. ФТТ, 17, № 1, 81 (1975).

**ԵՐԿՖՈՏՈՆ ԿԼԱՆՈՒՄՐ ԲԱԶՄԱՀՈՐ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՅՎԱԾՔՈՒՄ**

**Ս. Կ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ**, Ա. Հ. ՄԵԼԻՔՅԱՆ, Հ. Ռ. ՄԻՆԱՍՅԱՆ

Աշխատանքում տեսականորեն քննարկված է երկֆոտոն կլանումը լայն-արգելակային հետերոկառուցվածքում  $GaAs(Ga_{1-x})Al_xAs$ : Հաշվի է առնված նյութի ուսուցիչական կառուցվածքի և հետերոկառուցվածքի էներգետիկ ճեղքերի վերջավոր լինելը: Ուսումնասիրված է երկֆոտոն կլանման գործակցի հաճախային կախումը, ինչպես նաև լույսի բևեռացումից նրա կախումը: ցույց է տրված, որ հորի ոչ մեծ խորության դեպքում  $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ -ում հնարավոր անցումների թիվը կտրուկ պակասում է, իսկ անվերջ հորի մոդելում որոշ օպտիկական անցումներ ընդհանրապես բացակայում են:

**TWO-PHOTON ABSORPTION IN MULTIQUANTUM WELL STRUCTURES**

**S. K. AVETISSIAN**, A. O. MELIKYAN, H. R. MINASSIAN

The two-photon absorption coefficient in  $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$  semiconductor heterostructure is calculated. Here we take into account the finiteness of quantum well depth and band structure features of materials. The polarization and frequency dependence of two-photon absorption is analysed. It is shown, that for small quantum well depths the number of possible optical transitions in the well reduces. Moreover, some of transitions, with exist in infinite quantum well, are missing at all.

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН  
В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ С АНИЗОТРОПНЫМ  
ЗАПОЛНЕНИЕМ

С. Д. МАНУКЯН, Р. И. МАРАБЯН

Государственный инженерный университет Армении

(Поступила в редакцию 25 ноября 1993 г.)

Исследован волновод с анизотропным заполнением, когда снимается вырождение с доплеровского спектра излучателя. Показано, как с помощью мелкослоистого диэлектрика можно создать волновод с отрицательной групповой скоростью.

Особенностью прямоугольного волновода является вырождение его мод в том смысле, что постоянные распространения у ТЕ и ТМ мод оказываются совпадающими, что приводит к одинаковому частотному спектру излучения на этих модах. Вырождение мод прямоугольного волновода снимается, если его заполнение обладает анизотропными свойствами даже в простейшем случае, когда оптическая ось кристалла заполнения совпадает с осью волновода.

Ниже мы этот эффект рассмотрим для заполнения со свойствами одноосного кристалла, свойства которого описываются тензором с диагональными компонентами

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_2 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Возможность изменять компоненты тензора (1) в довольно широких пределах в СВЧ диапазоне представляется путем применения искусственных мелкослоистых диэлектриков. Последние представляют собой набор чередующихся диэлектрических слоев с постоянными  $\epsilon_a$  и  $\epsilon_b$  толщиной соответственно  $a$  и  $b$ .

В этом случае

$$\epsilon_1 = \frac{a\epsilon_a + b\epsilon_b}{a+b}, \quad \epsilon_2 = \frac{\epsilon_a\epsilon_b(a+b)}{a\epsilon_b + b\epsilon_a}. \quad (2)$$

Так, если  $a=b$ ;  $\frac{\epsilon_a}{\epsilon_b}=4$ , что довольно легко выполнить, то  $\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}=1,5625$ .

Близким к этим цифрам оказываются, например, на длине волны 3 см сапфир с  $\epsilon_a=11$  и полистирол с  $\epsilon_b=2,55$ . Искусственный кристалл с этими параметрами будет иметь компоненты тензора  $\epsilon_1=6,755$  и  $\epsilon_2=4,14$  при  $a=b$  и условии, что длина волны значительно больше  $a$ . Тангенс потерь здесь оказывается порядка  $10^{-4}$ .

Будем описывать поле в таком волноводе через продольные по отношению к оси волновода составляющие электрического и магнитного вектора  $E_z$  и  $H_z$ , где ось  $Z$  совпадает с осью волновода, а его сечение определяется неравенствами  $0 \leq x \leq a$ ,  $0 \leq y \leq b$ . Введенные таким образом потенциалы для ТМ и ТЕ мод волновода удовлетворяют соотношениям

$$\frac{\partial^2 E_{\omega z}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_{\omega z}}{\partial y^2} + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \cdot \frac{\partial^2 E_{\omega z}}{\partial z^2} + k^2 \epsilon_1 E_{\omega z} = 0, \quad (3)$$

$$\Delta H_{\omega z} + k^2 \epsilon_1 H_{\omega z} = 0.$$

Решения этих уравнений будем искать в виде

$$E_{\omega z} = \sum_n \psi_n(x, y) A_n l^{-l \gamma_n z}, \quad (4)$$

$$H_{\omega z} = \sum_n \hat{\psi}_n(x, y) \hat{A}_n l^{-l \gamma_n z}, \quad (5)$$

где  $\psi_n(x, y)$  и  $\hat{\psi}_n(x, y)$  — поперечные волновые функции волновода и определяются соотношениями:

$$\psi_n(x, y) = \psi_{nm}(x, y) = \sqrt{\frac{4}{ab}} \cdot \sin \frac{\pi n}{a} x \cdot \sin \frac{\pi m}{b} y,$$

$$\hat{\psi}_n(x, y) = \hat{\psi}_{nm}(x, y) = \sqrt{\frac{\epsilon_n \epsilon_m}{ab}} \cdot \cos \frac{\pi n}{a} x \cdot \cos \frac{\pi m}{b} y, \quad (6)$$

$$\epsilon_j = 2, \quad j \neq 0, \quad \epsilon_0 = 1;$$

$$\gamma_n = \left[ \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \cdot \left( \frac{\omega^2}{c^2} \cdot \epsilon_2 - \lambda_n^2 \right) \right]^{1/2} \quad \text{для ТМ мод и} \quad (7)$$

$$\hat{\gamma}_n = \left[ \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1 - \lambda_n^2 \right]^{1/2} \quad \text{для ТЕ мод} \quad (8)$$

$$\text{и } \lambda_n^2 = \hat{\lambda}_n^2 = \lambda_{nm}^2 = \left( \frac{\pi n}{a} \right)^2 + \left( \frac{\pi m}{b} \right)^2. \quad (9)$$

Из уравнений Максвелла можно показать, что поперечные составляющие полей следует писать в виде:

$$E_{\perp \omega}^{TM} = \sum_n \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \cdot \frac{\partial E_n}{\partial z} \cdot \nabla \psi_n(x, y), \quad (10)$$

$$H_{\perp \omega}^{TM} = \sum_n \frac{i \omega \epsilon_2}{c} \lambda_n^{-2} E [z_0 \nabla \psi_n(x, y)],$$

$$E_{\perp \omega}^{TE} = \frac{-i \omega}{c} \sum_n H_{\omega n} [z_0 \nabla \hat{\psi}_n(x, y)],$$

$$H_{\perp \omega}^{TE} = - \sum_n \hat{\lambda}_n^{-2} \frac{\partial H_{\omega n}}{\partial z} \nabla \hat{\psi}_n(x, y). \quad (11)$$

Нетрудно заметить, что поле ТЕ мод совпадает с соответствующим полем изотропного волновода при замене в (1)  $\epsilon_1$  на  $\epsilon$  — диэлектрическую постоянную изотропного волновода. Последнее обстоятельство вполне понятно, так как поляризация ТЕ поля в волноводе соответствует обыкновенной волне в кристалле.

Поле же ТМ мод может обладать рядом особенностей. Рассмотрим, например, два довольно экзотических случая, когда одна из диэлектрических постоянных кристалла оказывается отрицательной.

Пусть, скажем,  $\epsilon_2 < 0$ . Такая возможность реализуется в электронной плазме, на которую наложено сильное магнитное поле ( $\omega_H \gg \omega$ , где  $\omega_H$  — гиротропная частота плазмы). Здесь  $\epsilon_1 = 1$  и  $\epsilon_2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ ,

где  $\omega_p^2 = \frac{4\pi N e^2}{m}$ ;  $e$ ,  $m$  — заряд и масса электрона,  $N$  — плотность электронов плазмы. Кроме того, подобная возможность может быть реализована в мелкослоистом диэлектрике (см. формулу (2)), в котором, скажем,  $\epsilon_a = 1$ , а  $\epsilon_b = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ , т.е. плазменные слои чередуются с вакуумом. Нетрудно видеть из (2), что на частотах  $\omega \ll \omega_p$  и при

$$|\epsilon_b| < \frac{a}{b} < \frac{1}{|\epsilon_b|}, \quad \epsilon_a = 1, \quad -1 < \epsilon_b < 0$$

$\epsilon_2$  оказывается отрицательным.

Итак, в этом случае постоянная распространения для ТМ мод запишется в следующем виде:

$$\gamma_n = \left( \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1 + \lambda_n^2 \cdot \left| \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \right| \right)^{1/2}. \quad (12)$$

Волновод с заполнением при  $\epsilon_2 < 0$  и  $\epsilon_1 > 0$  обладает необычными свойствами. Дело в том, что формально, как это видно из (12), у него нет критической частоты, обрезавшей снизу спектр волн, которые могут распространяться по волноводу. Это приводит к тому, что фазовая скорость

$$U_\phi = \frac{\omega}{\gamma_n} = c \cdot \left( \epsilon_1 + \frac{\epsilon_1}{|\epsilon_2|} \cdot \frac{c^2 \lambda_n^2}{\omega^2} \right)^{-1/2} \quad (13)$$

меняется от нуля до предельного значения  $\frac{c}{\sqrt{\epsilon_1}}$  (см. рис. 1).

Однако групповая скорость при отсутствии дисперсии у заполнения волновода

$$U_{гр} = \frac{d\omega}{d\gamma_n} = \frac{c^2}{\epsilon_1 v_\phi} \quad (14)$$

в низкочастотной области оказывается больше скорости света в вакууме. Такой нефизический результат возникает из-за пренебрежения



дисперсией диэлектрика. Область, где можно все еще не учитывать дисперсию, будет ограничена частотой, при которой  $U_{гр} = c$ , т. е. здесь необходимо вводить граничную частоту

$$\omega_{гр} = \frac{c \lambda_n}{(|\epsilon_2|(\epsilon_1 - 1))^{1/2}}, \quad (15)$$

и все рассмотрение оказывается справедливым при  $\omega \gg \omega_{гр}$ .

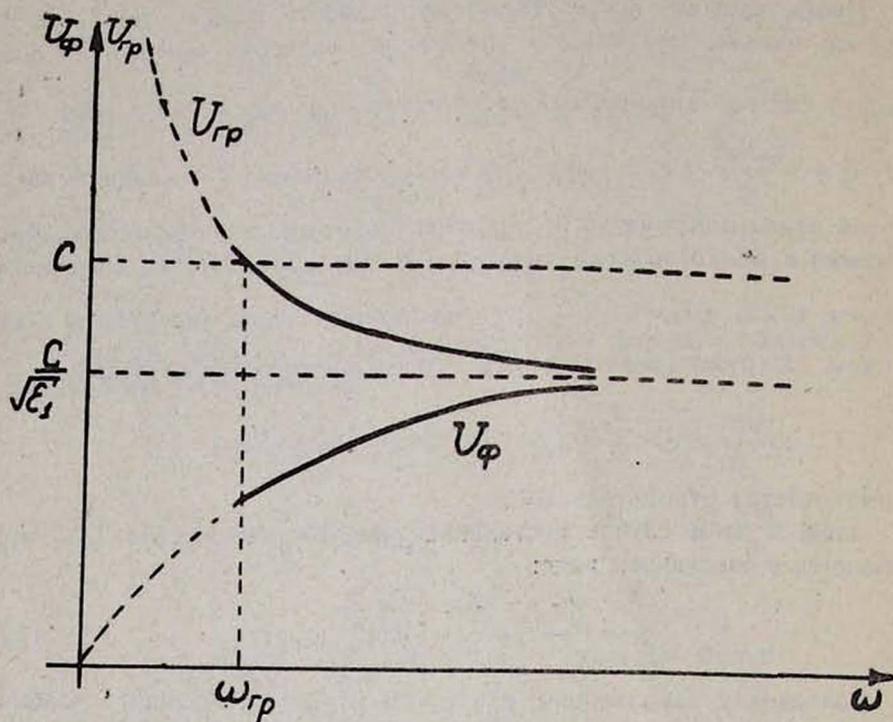


Рис. 1. Частотная зависимость фазовой скорости волны в волноводе с  $\epsilon_2 < 0$ .

Заметим, однако, что во всех реальных случаях в области частот, где  $\epsilon_2 < 0$ , дисперсия проявляется весьма существенным образом. Например, для сильно замагниченной плазмы  $\epsilon_2 < 0$  при  $0 < \omega < \omega_{гр}$ . Графики фазовой и групповой скорости приведены на рис. 2.

Видно, что во всей области частот, где  $\epsilon_2 < 0$ ,  $U_\phi < c$  и  $U_{гр} < c$ , и такой волновод не обладает критической частотой.

Пусть теперь  $\epsilon_1 < 0$  и  $\epsilon_2 > 0$ . В этом случае волновод обладает отрицательной групповой скоростью. В самом деле, фазовая скорость в волноводе имеет вид

$$U_\phi^{(a)} = \frac{\omega}{\gamma_n} = c / \sqrt{\epsilon_1 - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \cdot \left(\frac{c \lambda_n}{\omega}\right)^2}, \quad (16)$$

а групповая при отсутствии заметной дисперсии у заполнения волновода равна

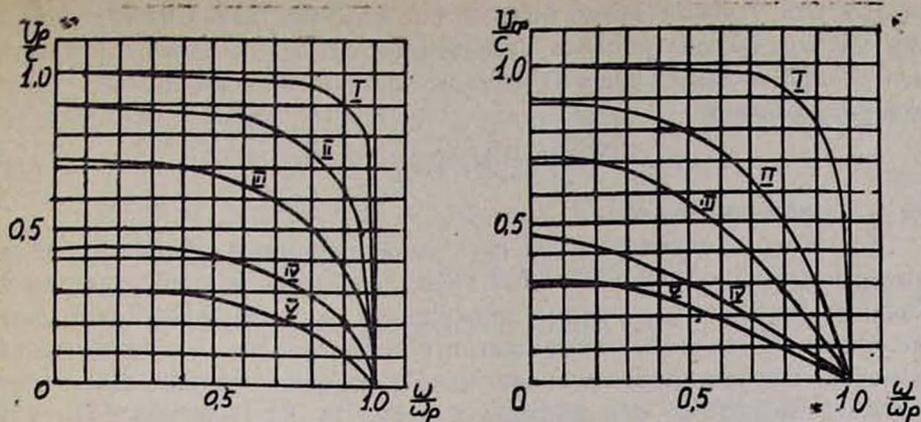


Рис. 2. Частотная зависимость фазовой и групповой скорости волны при  $\varepsilon_2 < 0$  для  $\zeta = \frac{\lambda_n c}{\omega_p}$ : I— $\zeta=0,1$ ; II— $\zeta=0,5$ ; III— $\zeta=1$ ; IV— $\zeta=2$ ; V— $\zeta=3$ .

$$U_{gp}^{(n)} = \frac{d\omega}{d\gamma_n} = \frac{c}{\varepsilon_1} \sqrt{\varepsilon_1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \cdot \left(\frac{c\lambda_n}{\omega}\right)^2}, \quad (17)$$

и  $U_{\phi}^{(n)}$  и  $U_{gp}^{(n)}$  обладают разными знаками. В этом случае постоянная распространения волновода

$$\gamma_n = \left[ \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \cdot \left( \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 - \lambda_n^2 \right) \right]^{1/2} \quad (18)$$

действительна только в конечной частотной области  $1 > \frac{\omega \sqrt{\varepsilon_2}}{c\lambda_n} > \frac{1}{\sqrt{1+|\varepsilon_1|}}$  и при отсутствии дисперсии у диэлектрика фазовая скорость  $U_{\phi}$   $n$ -ой моды, как это видно из (16), (17), связана с групповой скоростью  $U_{gp}$  соотношением

$$U_{\phi} U_{gp} = \frac{c^2}{\varepsilon_1}. \quad (19)$$

Возникает естественный вопрос, как реализовать среду с необходимыми свойствами. Одним из возможных вариантов представляется использование мелкослойной среды, как это рассматривалось выше. В самом деле, если заполнение волновода образовано из перемещающихся слоев диэлектрика, перпендикулярных оси волновода, с толщинами  $a$  и  $b$ , соответственно, с диэлектрическими проницаемостями  $\varepsilon_a$  и  $\varepsilon_b$ , то  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  определяются формулами (2). Из анализа (2) и требования

$$\varepsilon_1 < 0. \quad (20)$$

вытекает, что

$$\varepsilon_b > 0, \quad \varepsilon_a < -1, \quad \frac{\varepsilon_b + 1}{|\varepsilon_a| - 1} > \frac{b}{a} > \frac{|\varepsilon_a|}{\varepsilon_b}. \quad (21)$$

Все эти условия могут быть выполнены при заполнении, состоящем из чередующихся слоев диэлектрика с  $\epsilon > 1$  и слоев холодной электронной плазмы, причем рабочая частота системы должна удовлетворять условию

$$\omega_{nk} < \sqrt{2} \omega_p, \quad (22)$$

где  $\omega_p$  — плазменная частота.

Волновод с отрицательной групповой скоростью обладает рядом замечательных особенностей. Так, при генерации в нем излучения Вавилова-Черенкова зарядом, движущимся в продольном направлении, фазовая скорость электромагнитного излучения противоположна скорости частицы, что приводит к «обращению» конуса излучения Вавилова-Черенкова, как впервые отметил В. Е. Пафомов [1] для бесконечной среды; эффект Доплера в волноводе становится «обращенным» [2], когда спектр излучения по и против скорости излучателя меняются местами и т. д.

В заключение выражаем глубокую благодарность проф. Барсукову К. А. за ценные советы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Пафомов. Докторская диссертация, ФИАН, 1957.
2. К. А. Барсуков. ЖЭТФ, 36, вып. 5, 1485 (1959).

ԱՆԻՉՈՏՐՈՊ ԼՅՎԱԾՔՈՎ ՈՒՂՂԱՆԿՅՈՒՆ ԱԼԻՔԱՏԱՐՈՒՄ  
ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍՏԱԿԱՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ՏԱՐԱԾՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ս. Ջ. ՄԱՆՈՒԿՅԱՆ, **Ր. Ի. ՄԱՐԱԲՅԱՆ**

Հետազոտված է անիզոտրոպ լցվածքով ալիքատարը, երբ վերանում է ճառագայթիչի դոպլերյան սպեկտրի ալիքների անհավասարակցումը: Ցույց է տրված, թե ինչպես բարակաշերտ մեկուսիչի օգնությամբ կարելի է ստեղծել բացասական խմբային արագությամբ ալիքատար:

#### ON THE PROPAGATION OF ELECTROMAGNETIC WAVES IN A RECTANGULAR WAVEGUIDE WITH ANISOTROPIC FILLING

S. J. MANOUKIAN, **R. I. MARABIAN**

The waveguide with anisotropic filling is considered in the case when the radiator's Doppler spectrum degeneracy is removed. It is shown how a waveguide with negative group velocity can be created by means of a thin-layered insulator.

## ПОЛНОЕ ВНУТРЕННЕЕ ОТРАЖЕНИЕ В УСЛОВИЯХ НАСЫЩЕНИЯ НЕЛИНЕЙНОСТИ

Л. С. АСЛАНЯН, В. Б. ПАХАЛОВ, М. А. ХУРШУДЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 15 декабря 1993 г.)

Проведен теоретический анализ полного внутреннего отражения от среды с насыщающейся нелинейностью. Показано, что при учете насыщения в гистерезисной зависимости угла ПВО от интенсивности существует оптимальная величина интенсивности падающего излучения.

Теоретическому исследованию отражения и пропускания света нелинейными средами уделено достаточно большое внимание [1, 2]. В приближении плоских волн построена теория гистерезисного отражения, определены области существования бистабильных и мультистабильных стационарных состояний. В [3] показано, что в случае нелинейной дефокусирующей среды, кроме режима прохождения и режима полного внутреннего отражения, существуют «гибридные режимы», характеризующиеся, с одной стороны, коэффициентом отражения  $|r| < 1$  и, с другой стороны, продольным изменением прошедшего в нелинейную среду поля (продольно-неоднородные бегущие волны).

Чрезвычайно высокие поля, достижимые в современных лазерах, делают необходимым учет явления насыщения нелинейности [4, 5]. Целью настоящей работы является исследование полного внутреннего отражения  $\delta$ -поляризованного излучения в случае, когда существует эффект насыщения.

Рассмотрим границу раздела двух сред, одна из которых является линейной с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1$ , вторая — нелинейной, диэлектрическую проницаемость которой представим как

$$\epsilon = \epsilon_0 + \epsilon_{н.л}(|E|^2), \quad (1)$$

причем в силу существования эффекта насыщения

$$\lim_{|E|^2 \rightarrow \infty} \epsilon_{н.л}(|E|^2) = \epsilon_s, \quad (2)$$

где  $\epsilon_s$  — насыщенное значение диэлектрической проницаемости (см., например, [5]). Наиболее простое феноменологическое выражение, используемое для рассмотрения эффектов насыщения и удовлетворяющее (2), имеет следующий вид:

$$\epsilon_{н.л}(|E|^2) = \frac{\epsilon_2 |E|^2}{1 + \epsilon_2 |E|^2 / \epsilon_s}. \quad (3)$$

Координатную систему выберем так, чтобы плоскость  $z=0$  совпала с границей раздела, а плоскость  $y=0$  — с плоскостью падения (см. рис. 1). Представим поле в нелинейной среде в виде

$$E_y = E(z) \exp\{i(kx - \omega t)\}, \quad (4)$$

где  $k_x = k$  есть  $x$ -составляющая волнового вектора.

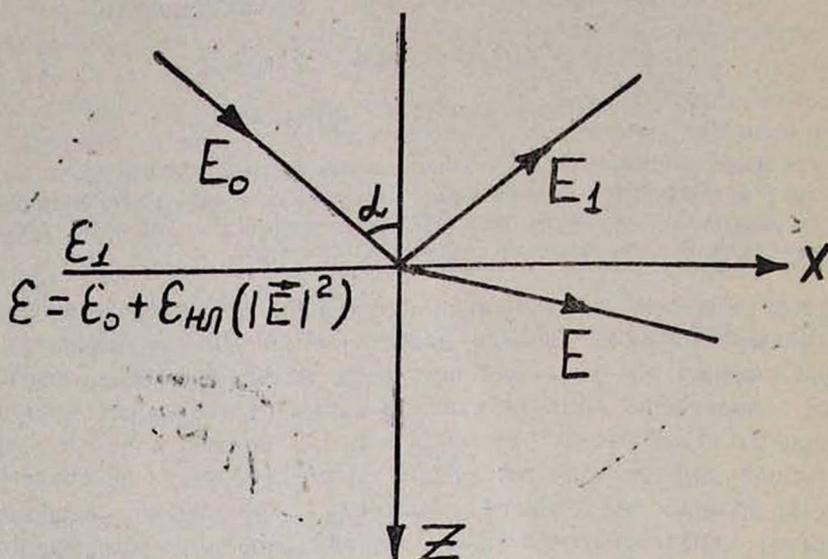


Рис. 1. Геометрия задачи.  $\alpha$  — угол падения.

Напомним, что мы рассматриваем  $s$ -поляризованное излучение (т. е. вектор  $\mathbf{E}$  перпендикулярен плоскости падения). После подстановки (4) в волновое уравнение имеем:

$$\frac{d^2 E}{dz^2} - k^2 E + \frac{\omega^2}{c^2} \{\epsilon_0 + \epsilon_{NL}(|E|^2)\} E = 0. \quad (5)$$

Для удобства перейдем к безразмерным координатам

$$\eta = \frac{\omega}{c} z, \quad \xi = \frac{c}{\omega} k. \quad (6)$$

Получим:

$$\frac{d^2 E}{d\eta^2} - (\xi^2 - \epsilon_0) E + \epsilon_{NL}(|E|^2) E = 0. \quad (7)$$

Перейдем от комплексной амплитуды к действительной амплитуде и фазе

$$E(\eta) = A(\eta) \exp\{i\varphi(\eta)\}. \quad (8)$$

В результате несложных преобразований находим

$$\frac{d^2 A}{d\eta^2} - A \left( \frac{d\varphi}{d\eta} \right)^2 - (\xi^2 - \epsilon_0) A + \epsilon_{NL}(A^2) A = 0, \quad (9a)$$

$$\frac{d}{d\eta} \left( A^2 \frac{d\varphi}{d\eta} \right) = 0. \quad (96)$$

По определению величина

$$S = \frac{i}{2} \left( E \frac{dE^*}{d\eta} - E^* \frac{dE}{d\eta} \right) = A^2 \frac{d\varphi}{d\eta} \quad (10)$$

описывает среднюю по времени плотность потока энергии вдоль оси  $z$  [3, 6]. Очевидно, (96) можно интерпретировать как сохранение нормальной составляющей потока в нелинейной прозрачной среде. Используя (96) и (10), перепишем (9а) в несколько другом виде:

$$\frac{d^2 A}{d\eta^2} = f(A) = \frac{s^2}{A^3} + (\xi^2 - \varepsilon_0) A - \varepsilon_{нл}(A^2) A. \quad (11)$$

Это уравнение имеет вид, характерный для нелинейного консервативного осциллятора [7]. Полная энергия системы (11) складывается из суммы «кинетической» и «потенциальной» энергий:

$$w = T(A) + V(A) = \frac{1}{2} \left( \frac{dA}{d\eta} \right)^2 - \int_0^A f(\rho) d\rho. \quad (12)$$

Подставляя вид функции  $f(\rho)$  из (11), а также  $\varepsilon_{нл}$  из (3) и проделав интегрирование, для «потенциальной» энергии получим:

$$V(A) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{s^2}{A^3} - \xi^2 A^2 + \varepsilon_s A^2 - \frac{\varepsilon_s^2}{\varepsilon_s} \ln \left( 1 + \frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_s} A^2 \right) \right\}, \quad (13)$$

$$\xi^2 = \xi^2 - \varepsilon_0.$$

Исследуем полученные уравнения в разных случаях.

В режиме прохождения волна в нелинейной среде является однородной. Следовательно,  $\frac{dA}{d\eta} = 0$  и окончательно из (11) находим:

$$\frac{d\varphi}{d\eta} = \sqrt{\varepsilon_0 - \xi^2 + \varepsilon_{нл}(A^2)}. \quad (14)$$

Знак перед радикалом выбран из условия, чтобы волна в нелинейной среде была отходящей от границы раздела сред. Предельному углу полного внутреннего отражения соответствует  $\frac{d\varphi}{d\eta} = 0$ . Так как  $\xi = \sqrt{\varepsilon_1} \sin \alpha$ , то для критического угла ПВО находим:

$$\sin \alpha_k^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_1}} \sqrt{\varepsilon_0 + \varepsilon_{нл}(A^2)}. \quad (15)$$

Это выражение определяет зависимость критического угла ПВО от интенсивности падающей волны. При этом для максимального угла ПВО конкретного вида зависимости  $\varepsilon_{нл}(A^2)$  не требуется, достаточно

существования условия (2). В случае, когда  $\varepsilon_{\text{пл}}(A^2) = \varepsilon_2 A^2$ , полученное выражение согласуется с известным результатом [2]. Учитывая (2), для максимально возможного смещения получим:

$$\sin \alpha_k^{(m)} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_1}} \sqrt{\varepsilon_0 + \varepsilon_3},$$

или же, так как обычно  $\varepsilon_3 \sim \varepsilon_0$  [5], имеем

$$\sin \alpha_k^{(m)} = \sqrt{2} \sin \alpha_k^{(0)},$$

где  $\alpha_k^{(0)}$  — угол полного отражения в линейном случае.

В режиме полного отражения требование ограниченности поля в нелинейной среде приводит к условиям

$$S = w = 0, \quad \frac{dA}{d\eta} < 0. \quad (16)$$

Тогда из (12) находим:

$$\frac{dA}{d\eta} = -\sqrt{-2V(A)}. \quad (17)$$

Для получения критического угла в этом случае воспользуемся условиями непрерывности  $E_y$  и  $H_x$ .

В безразмерных координатах из уравнений Максвелла для  $H_x$  получим:

$$H_x = i \frac{dE_y}{d\eta}. \quad (18)$$

Представим поле падающей и отраженной волн в виде

$$E_0(\eta) = A_0 e^{i\gamma_0 \eta}, \quad E_1(\eta) = A_1 e^{-i(\gamma_0 \eta - \delta_1)}, \quad (19)$$

где  $\delta_1$  — возможный скачок фазы при ПВО.

Тогда из граничных условий получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} A_0(1 + r e^{i\delta_1}) &= A(0) e^{i\delta_0}, \\ A_0(1 - r e^{i\delta_1}) &= i \sqrt{-2V(A(0))} e^{i\delta_0}, \end{aligned} \quad (20)$$

где  $r = A_1/A_0$ . Из требования вещественности амплитуды  $A$  из (17) имеем

$$V(A) \leq 0,$$

причем знак равенства соответствует предельному углу. Тогда из (20) имеем

$$\begin{aligned} r &= 1, \quad A(0) = 2A_0, \\ \xi^2 &= \varepsilon_0 + \varepsilon_3 - \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2 A^2(0)} \ln \left\{ 1 + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_3} A^2(0) \right\}, \end{aligned} \quad (21)$$

или же

$$\sin \alpha_k^{(2)} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_1}} \sqrt{\epsilon_0 + \epsilon_s - \frac{\epsilon_s^2}{\epsilon_2 A_0^2(0)} \ln \left\{ 1 + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_s} A_0^2(0) \right\}}. \quad (22)$$

Полученное значение критического угла в предельном случае, когда насыщением можно пренебречь, также совпадает с [2].

Обсудим полученные результаты. Основной качественный вывод о существовании двух критических углов ПВО на нелинейной границе совпадает с ранее известным [1, 2]. Это явление гистерезиса при отражении света на границе раздела с нелинейной средой в условиях самовоздействия. Напомним, что физически существование такого гистерезиса связано не только с нелинейностью отражающей среды, но и с наличием внутренней обратной связи (зависимости коэффициента отражения границы от интенсивности прошедшего света), которая и позволяет получить многозначность нелинейного отражения, т. е. бистабильность.

На рис. 2а приведены зависимости значений критических углов  $\alpha_k^{(1)}$  и  $\alpha_k^{(2)}$  от квадрата амплитуды падающего излучения (для удобства использована безразмерная величина  $x = \frac{4\epsilon_2}{\epsilon_s} A_0^2$ ). Рядом на рис. 2б приведена аналогичная зависимость, но без учета явления насыщения. Сравнение этих двух рисунков показывает существенное

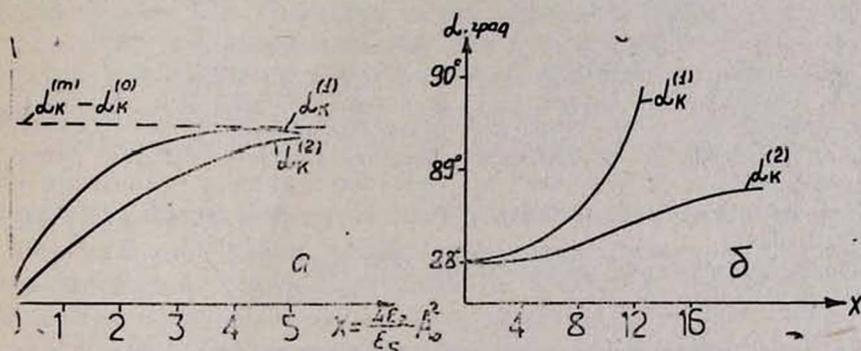


Рис. 2. Зависимость критических углов  $\alpha_k^{(1)}$  и  $\alpha_k^{(2)}$  от квадрата амплитуды падающего излучения: а) с учетом насыщения; б) без учета насыщения (график заимствован из [2]).

влияние эффекта насыщения. Как следует из (15) и (22), величины критических углов не являются монотонными функциями интенсивности падающего излучения. В двух предельных случаях, когда  $A_0 \rightarrow 0$  и  $A_0 \rightarrow \infty$ , эти два угла совпадают:

$$\alpha_k^{(m)} = \lim_{A_0 \rightarrow \infty} \alpha_k^{(1)} = \lim_{A_0 \rightarrow \infty} \alpha_k^{(2)} = \arcsin \sqrt{\frac{\epsilon_0 + \epsilon_s}{\epsilon_1}},$$

$$\alpha_k^{(0)} = \lim_{A_0 \rightarrow 0} \alpha_k^{(1)} = \lim_{A_0 \rightarrow 0} \alpha_k^{(2)} = \arcsin \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\epsilon_1}}.$$

Это означает, что для наблюдения гистерезисного скачка существу-

ют оптимальные условия по интенсивности падающего излучения. Величину оптимальной интенсивности нетрудно найти. Необходимо определить максимальное значение разности

$$\Delta\alpha = \alpha_k^{(1)} - \alpha_k^{(2)}.$$

Приравняв нулю первую производную  $\frac{d(\Delta\alpha)}{dA_0^2}$  и решив полученное трансцендентное уравнение, получаем  $x \sim 2$ , что для приведенных на рис. 26 параметров составляет  $I_0 \sim 2$  ГВт/см<sup>2</sup>.

Отметим, что приведенная выше оценка для величины интенсивности может быть существенно понижена при использовании сред с большими значениями нелинейности, например, жидких кристаллов [8].

По-видимому, полученный в настоящей работе вывод о существовании оптимальной интенсивности для наблюдения гистерезисного скачка может быть полезным и в других системах, обладающих бистабильностью [9].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Е. Каплан. ЖЭТФ, 72, №5, 1711 (1977).
2. Б. Б. Бойко, Н. С. Петров. Отражение света от усиливающих и нелинейных сред. Минск, Наука и техника, 1988.
3. Н. Н. Розанов. Письма в ЖТФ, 3, №12, 583 (1977).
4. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Письма в ЖЭТФ, 3, 37 (1966).
5. С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов. УФН, 92, №1, 20 (1967).
6. А. А. Колоколов, А. И. Суков. Изв. вузов. Радиофизика, 21, №9, 1309 (1978).
7. М. М. Рабинович, Д. И. Трубецков. Введение в теорию колебаний и волн. М., Наука, 1984.
8. С. М. Аракелян, Ю. С. Чилингарян. Нелинейная оптика жидких кристаллов. М., Наука, 1984.
9. Х. Гиббс. Оптическая бистабильность. М., Мир, 1988.

#### TOTAL INTERNAL REFLECTION WITH SATURATED NONLINEARITY

L. S. ASLANIAN, V. B. PAKHALOV, M. H. KHURSHUDIAN

A theoretical analysis of total internal reflection (TIR) from the medium with saturating nonlinearity is carried out. It is shown, that with the account of saturation an optimum value of the incident radiation intensity exists in the hysteresis dependence of TIR angle on the intensity. The obtained result may be useful for other bistable systems as well.

#### ԼՐԻՎ ՆԵՐՔԻՆ ԱՆԴՐԱԴԱՐՉՈՒՄԸ ՈՉ ԳԾԱՅՆՈՒԹՅԱՆ ՀԱԳԵՑՄԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

Լ. Ս. ԱՍԼԱՆՅԱՆ, Վ. Բ. ՊԱԽԱԼՈՎ, Մ. Հ. ԽՈՒՐՇՈՒԴՅԱՆ

Տեսակետորեն քննարկված է լրիվ ներքին անդրադարձման երևույթը հազեցվող ոչ գծայինությամբ միջավայրից: Ապացուցված է, որ ոչ գծայնության հազեցման հաշվառման դեպքում էՆԱ անկյան իտենսիվությունից ունեցած հիսթերեզիսային կախվածության համար գոյություն ունի ընկնող լույսի իտենսիվության օպտիմալ արժեք:

ВЫНУЖДЕННАЯ ОРИЕНТАЦИЯ МОЛЕКУЛ ВОДЫ В ПОЛЕ  
АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ

В. С. АРАКЕЛЯН, Г. Г. БАХШЯН, М. Г. ГРИГОРЯН, К. Е. КАРАПЕТЯН

Институт радиофизики и электроники НАН Армении

(Поступила в редакцию 21 октября 1993 г.)

Предлагается механизм ориентации молекул воды в акустическом поле вблизи температуры фазового перехода. Проведен расчет поправки к электронной поляризуемости, обусловленной ориентацией полярных молекул воды в акустическом поле. Исследована анизотропия оптических свойств льда, введенная акустическим полем. Проведено сравнение расчетных и экспериментальных данных.

1. Впервые ориентацию коллоидных частиц в золях под действием акустической волны наблюдали Бургер и Зольнер в 1936 году [1]. Затем был опубликован ряд работ по наблюдению ориентирующего действия акустической волны на коллоидные частицы несферической формы [2]. Проблемы ориентации коллоидных частиц были теоретически исследованы Польшманом [3], а акустического двулучепреломления—Окой [4]. Другой вид акустического двулучепреломления, наблюдаемый в вязких жидкостях под действием акустического поля был описан Люкой [5, 6], который на основе чисто гидродинамических представлений получил выражение для акустического двулучепреломления в вязких жидкостях, обусловленного ориентацией в потоке. В этой работе впервые было использовано понятие геометрико-оптической анизотропии молекул жидкости. Петерлин [7—9] предложил кинематическую теорию акустического двулучепреломления и получил выражение для максимального значения двулучепреломления, которое в отличие от выражения, полученного в теории Люка, дает уменьшение величины двулучепреломления с ростом частоты акустического поля. Явление ориентации молекул воды при ускоренном движении в поле сил тяжести рассмотрено в [10], а ориентации молекул в растворителе—в [11, 12].

Целью данной работы являлось рассмотрение ориентации полярных молекул в акустическом поле, устранение противоречий между результатами работ [5, 6] и [7—9], а также объяснение экспериментальных результатов, описанных в [13].

2. Вода вблизи точки фазового перехода I рода имеет тетрагональную структуру льда (ближний порядок). Атомы кислорода закреплены в узлах кристаллической решетки, а атомы водорода совершают колебательно-вращательные движения вокруг атомов кислорода [14]. Молекула воды рассматривается эквивалентной физи-

ческому маятнику. Под действием акустического поля молекулы воды приобретают дополнительную энергию, приводящую к изменению угловой скорости молекул и к изменению их ориентации в пространстве за счет наложения двух колебаний—собственно молекулы воды и точки подвеса (атома кислорода), которая колеблется под действием акустического поля.

В отсутствие внешнего воздействия имеет место сферическая симметрия пространственного распределения дипольных молекул и, как результат, отсутствие анизотропии свойств воды. Воздействие акустического поля на воду приводит к нарушению первоначальной симметрии и, соответственно, к появлению анизотропии свойств, в том числе и оптических.

3. Для определения функции распределения осей молекул воды в пространстве при наличии внешнего воздействия применим методику, изложенную в [15]. Функция распределения может быть определена из уравнения диффузии фигуративных точек на поверхности сферы единичного радиуса, через которую проходит ось молекулы, находящейся в центре сферы.

Обозначим через  $f(\theta, \psi)d\Omega$  относительное число молекул, оси которых заключены в угловом интервале  $d\Omega$  ( $d\Omega = \sin\theta d\theta d\psi$ ). Тогда

$$\frac{\partial f}{\partial t} = D\nabla^2 f + \operatorname{div}(\mu f \nabla U), \quad (1)$$

где  $\nabla U = I\omega_e \omega_n \sin\theta$ —действующий на фигуративную точку со стороны акустического поля вращательный момент,  $I$ —эффективный момент инерции молекулы,  $\omega_e$ —угловая скорость собственного вращения молекулы как ротатора в среде,  $\omega_e = \tau^{-1}$ ,  $\tau$ —время ориентационной релаксации в среде,  $\omega_n$ —угловая скорость молекулы, обусловленная внешним воздействием,  $\mu$ —ориентационная подвижность молекулы,  $D$ —коэффициент ориентационной диффузии,  $\Theta$ —угол между направлением распространения акустического поля и осью молекулы. При решении уравнения (1) ограничимся приближением слабого поля и случаем, когда  $f$  не зависит от азимута  $\psi$ . Тогда распределение фигуративных точек незначительно отличается от равновесного значения  $1/4\pi$ , и с учетом  $\mu/D = 1/k_0 T$  в первом приближении

$$f = 1/4\pi \{1 + I\omega_e \omega_n \cos\theta / [k_0 T (1 + i\omega_A \tau)]\}, \quad (2)$$

где  $\omega_A$ —угловая частота акустического поля,  $k_0 T$ —постоянная Больцмана и температура соответственно.

4. В отсутствие внешнего воздействия распределение направлений молекулярных орбиталей имеет сферическую симметрию. Акустическое воздействие приводит к частичной ориентации молекул воды и, соответственно, молекулярных орбиталей, связанных с направлением дипольного момента, что приводит в свою очередь к тензор-

ному характеру диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{ik}$  в оптическом диапазоне частот. Количество ориентированных акустическим полем молекул, создающих эффективную поляризацию в единице объема, можно получить, используя выражение (2) и проводя усреднение по  $\Theta$ :

$$\Delta N = N_0 J \omega_e \omega_b / [6k_0 T (1 + i\omega_A \tau)]. \quad (3)$$

Здесь  $N_0$ —число молекул в единичном объеме. Электронная поляризуемость невозмущенной среды

$$\alpha = N_0 \frac{e^2}{\epsilon_0 m} \sum_j F_j / (\omega_j^2 - \omega^2 + i\Gamma_j \omega), \quad (4)$$

а поправка к электронной поляризуемости, обусловленная ориентированными акустическим полем полярными молекулами

$$\chi = (N_0 e^2 / \epsilon_0 n) \sum_j F_j J \omega_e \omega_b n_j / [6k_0 T (1 + i\omega_A \tau) (\omega_j^2 - \omega^2 + i\Gamma_j \omega)]. \quad (5)$$

Здесь  $e$ ,  $m$ —заряд и масса электрона соответственно,  $F_j$ —сила осциллятора,  $\omega_j$ —собственная частота электронных переходов,  $\Gamma_j$ —их спектральная ширина,  $\omega$ —частота зондирующего излучения,  $\epsilon_0$ —электрическая постоянная,  $n_j$ —квантовое число, принимающее значение 1 для молекулярных орбиталей и ноль для остальных ввиду того, что ориентирующее воздействие акустического поля сказывается на электронной поляризуемости только за счет молекулярных орбитальных электронов.

Изменение диэлектрической проницаемости, обусловленное фотоупругостью, сравнимо по величине с изменением диэлектрической проницаемости, обусловленной ориентацией молекул воды в акустическом поле. Для наблюдения эффекта изменения диэлектрической проницаемости воды, обусловленной ориентацией молекул в акустическом поле, необходимо зафиксировать это изменение с тем, чтобы измерения проводить в отсутствие акустического поля, что можно достигнуть, проводя замораживание воды в акустическом поле. При этом резко возрастает время ориентационной релаксации и, следовательно, время релаксации диэлектрической проницаемости, обусловленной ориентацией. В результате становится возможным наблюдение диэлектрической проницаемости, обусловленной ориентацией молекул, после выключения акустического поля (т. е. в отсутствие фотоупругого эффекта [13]).

5. Образующийся при замораживании воды лед является одноосным кристаллом, направление оси  $C$  которого может быть произвольным по отношению к направлению распространения акустической волны. Обозначим через  $\gamma$  угол между направлением распространения акустической волны и осью  $C$ . Матрицу тензора  $\epsilon$  диэлектрической проницаемости среды в этом случае можно записать в виде:

$$\varepsilon_{ik} = \begin{vmatrix} \varepsilon_1 \cos^2 \gamma + \varepsilon_3 \sin^2 \gamma - \chi/2 & 0 & (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \sin \gamma \cos \gamma \\ 0 & \varepsilon_1 - \chi/2 & 0 \\ (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \sin \gamma \cos \gamma & 0 & \varepsilon_1 \sin^2 \gamma + \varepsilon_3 \cos^2 \gamma + \chi \end{vmatrix}, \quad (6)$$

где  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 \neq \varepsilon_3$  — компоненты тензора диэлектрической проницаемости невозмущенного льда.

6. Наряду с тепловыми колебаниями молекулы воды совершают вынужденные колебательные движения под действием акустического поля. Считая молекулу воды эквивалентной физическому маятнику, угловую частоту вынужденных колебаний можно представить в виде

$$\omega_n = \left( \left. \frac{\partial V}{\partial t} \right| / l_{np} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

где  $V$  — колебательная скорость,  $l_{np}$  — приведенная длина физического маятника:

$$l_{np} = m_0 \eta_{OH} \cos \beta / 2 / (m_0 + 2m_H), \quad (8)$$

где  $m_0$  — масса атома кислорода,  $m_H$  — масса атома водорода,  $\eta_{OH}$  — длина связи  $O-H$ ,  $\beta$  — угол между направлениями  $H-O-H$ . В режиме бегущей волны

$$\omega_n = (\omega_A P_0 / \rho c_{зв} l_{np})^{1/2}, \quad (9)$$

а в режиме стоячей волны

$$\omega_n = (\omega_A P_0 Q \sin^2 k z / \rho c_{зв} l_{np})^{1/2}, \quad (10)$$

где  $k$  — волновое число акустической волны,  $Q$  — добротность акустического резонатора,  $\rho$  — плотность невозмущенной среды,  $c_{зв}$  — скорость звука,  $z$  — направление распространения звуковой волны.

Из выражений (5) и (6) можно определить приращение показателя преломления, обусловленное ориентирующим действием акустического поля. В частном случае, когда ось  $C$  составляет угол  $\gamma = 0$  с направлением распространения акустической волны

$$\Delta n_x = \Delta n_y = \chi / (4\sqrt{\varepsilon_1}); \quad \Delta n_z = \chi / (2\sqrt{\varepsilon_3}). \quad (11)$$

Из выражений (11) и (5) видно, что действительная часть  $\Delta n$  возрастает с увеличением частоты приложенного акустического поля в соответствии с результатами Люка в случае  $\omega_A \tau < 1$ . В случае же, когда  $\omega_A \tau > 1$ , действительная часть  $\Delta n$  с увеличением частоты убывает в соответствии с результатами Петерлина.

7. При облучении акустической волной воды вблизи температуры фазового перехода атомы кислорода совершают колебательные движения с частотой акустической волны, а сама молекула воды совершает колебательно-вращательные движения с частотой  $\omega_n$ , определяемой внешним воздействием. При понижении температуры вблизи фазового перехода резко возрастает (на несколько порядков) время релаксации, ввиду чего вероятность поворота оси молекулы в свое

невозмущенное состояние после завершения процесса замораживания мала. Проведенные в [13] эксперименты показали, что наблюдается фиксация диэлектрической проницаемости, обусловленной ориентацией молекул в акустическом поле, что выражалось (в режиме стоячей волны) наблюдении промодулированного в пространстве изменения показателя преломления после отключения источника акустических колебаний с завершением процесса замораживания.

При интенсивности ультразвука  $1 \text{ Вт/см}^2$ , частоте  $3 \cdot 10^7 \text{ Гц}$  и добротности акустического резонатора  $Q=45$  изменение величины показателя преломления должно достигать в соответствии с расчетами  $10^{-4}$ , что находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными— $2 \cdot 10^{-4}$  [13].

8. Показано, что акустическое воздействие приводит к изменению диэлектрических свойств воды за счет ориентации молекул в акустическом поле. Ориентационное замораживание приводит к фиксации изменения диэлектрической проницаемости.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. F. J. Burger, K. Sollner. *Trans. Farad. Soc.*, **32**, 1958 (1936).
2. Л. Бергман. Ультразвук и его применения в науке и технике. М., ИЛ, 1957.
3. R. Pohlman. *Zs. Phys.*, **107**, 497 (1937).
4. S. Oka. *Kolloid Zs.*, **87**, 37 (1939).
5. R. Lucas. *Compt. Rend.*, **206**, 658 (1938).
6. R. Lucas. *Compt. Rend.*, **206**, 827 (1938).
7. A. Peterlin. *Mitt. Naturwiss. Ges. Laibach*, **2**, 24 (1941).
8. A. Peterlin. *Journ. de phys. et rad.*, **1**, 45 (1950).
9. A. Peterlin. *Recueil. Tran. chem., Paus-Bas*, **69**, 14 (1950).
10. Г. Г. Бахсян. Изв. АН Армении, Физика, **18**, 300 (1983).
11. W. Kuhn. *Kolloid Zs.*, **62**, 269 (1933).
12. L. Böder. *Zs. Phys.*, **75**, 258 (1932).
13. В. С. Аракелян, А. Г. Аветисян, Э. Г. Мирзабекян, Ф. М. Шавердян, Письма в ЖЭТФ, **27**, 658 (1978).
14. Д. Эйзенберг, В. Кауцман. Структура и свойства воды, Л., 1957.
15. Я. И. Френкель. Собрание избранных трудов, т. 3, М.—Л., 1959.

#### WATER MOLECULES' STIMULATED ORIENTATION IN THE FIELD OF ACOUSTIC WAVE

V. S. ARAKELIAN, H. G. BAKHSHIAN, M. G. GRIGORIAN, K. E. KARAPETIAN

Acoustical field's influence on anisotropy of the optical properties of ice crystal and «memory» phenomena under orientational freezing are investigated.

#### ՋՐԻ ՄՈԼԵԿՈՒԼՆԵՐԻ ՀԱՐԿԱԴՐԱԿԱՆ ԿՈՂՄՆՈՐՈՇՈՒՄԸ ԶԱՅՆԱՑԻՆ ԱԼԻՔԻ ԴԱՇՏՈՒՄ

Վ. Ս. ԱՐԱՔԵԼՅԱՆ, Հ. Գ. ԲԱԽՇՅԱՆ, Մ. Գ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Կ. Ե. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ

Ուսումնասիրված է սառույցի օպտիկական հատկությունների անիզոտրոպիայի վրա ձայնային դաշտի ազդեցությունը և կողմնորոշվող սառեցման դեպքում «հիշողության» էֆեկտը:

УДК 548.0:534

## ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАЗВУКА НА ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ НЕМАТИЧЕСКИЙ ЖИДКИЙ КРИСТАЛЛ $\rightleftharpoons$ ИЗОТРОПНАЯ ЖИДКОСТЬ

Л. С. БЕЖАНОВА, А. З. ПЕПОЯН, А. Ц. САРКИСЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 20 октября 1993 г.)

Показано, что при фазовых переходах нематический жидкий кристалл  $\rightleftharpoons$  изотропная жидкость формирование фазовой границы в присутствии ультразвукового поля отличается от такого процесса в переменном электрическом поле. Ядра критических размеров новой фазы под влиянием ультразвука образуются в разных точках образца.

Несмотря на большое число публикаций, посвященных исследованию поведения жидких кристаллов в акустических полях (см., например, [1, 2]), практически отсутствуют работы о влиянии этих полей на процесс фазовых переходов нематический жидкий кристалл (НЖК)  $\rightleftharpoons$  изотропная жидкость (ИЖ). Пока что остался открытым вопрос о влиянии акустического поля на процесс формирования границы раздела фаз и на ее скорость продвижения при этих переходах.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния ультразвука частотой 3,77 МГц на кинетику образования границы раздела фаз при фазовых переходах НЖК  $\rightleftharpoons$  ИЖ. Исследованы фазовые переходы в *n*-этоксипбензильден-*n*<sup>1</sup>-*n*-бутиланилине и в некоторых цианбифениловых соединениях в ячейках различных конструкций сэндвичевого типа (акустически жесткие—жидкость не могла растекаться, акустически мягкие—жидкость могла растекаться только в одном направлении). Микроскопические наблюдения проводились в отраженном свете на микроскопе МБС—10. Эти исследования относятся ко второй стадии фазового перехода НЖК  $\rightarrow$  ИЖ, когда определяющую роль приобретают «поедания» мелких островков изотропной фазы крупными, т. е. стадии коалесценции.

В одной серии экспериментов исследование проводилось с ячейками, одной из подложек которых служила пьезокварцевая пластинка *X*-среза толщиной 0,7 мм. Пьезоколебания этой пластинки создают ультразвуковое поле в исследуемом слое жидкого кристалла. Исследовалась также капля вещества, нанесенная на пьезокварц *X*-среза. Причем, в одном случае капля могла растекаться из-за акустических потоков, а в другом—капля исследовалась внутри металлической шайбы, положенной на пьезокварцевую пластинку.

Во второй серии экспериментов в ячейках кварцевая подложка была заменена тонкой лавсановой пленкой (толщиной 30—35 мкм).

Капля была нанесена на лавсановую пленку. Акустический контакт между пьезокварцем и лавсановой пленкой создавался тонким слоем вазелина или глицерина.

В ячейках толщиной 20, 50, 100 мкм исследовались жидкие кристаллы как планарной, так и гомеотропной ориентации (гомеотропную ориентацию получили добавлением лецитина ~2% по объему к жидкому кристаллу).

Следует отметить, что качественной разницы в кинетике образования границы раздела фаз между двумя сериями экспериментов нами не наблюдалось, за исключением того, что в экспериментах с лавсановой пленкой имели место потери акустической энергии из-за поглощения промежуточным между жидким кристаллом и пьезокварцем слоем.

Не наблюдается также разница и в кинетике фазовых переходов в ячейках с акустически жесткими и мягкими границами, что аналогично оптическим свойствам этих ячеек, исследованным в [3, 4].

В связи с вышеизложенным ниже приводятся данные для ячейки с акустически мягкими границами, одной подложкой которой является пьезокварц.

На рис. 1 приведены типичные картины, наблюдаемые под микроскопом при различных толщинах жидкокристаллического слоя в ячейке и в капле.

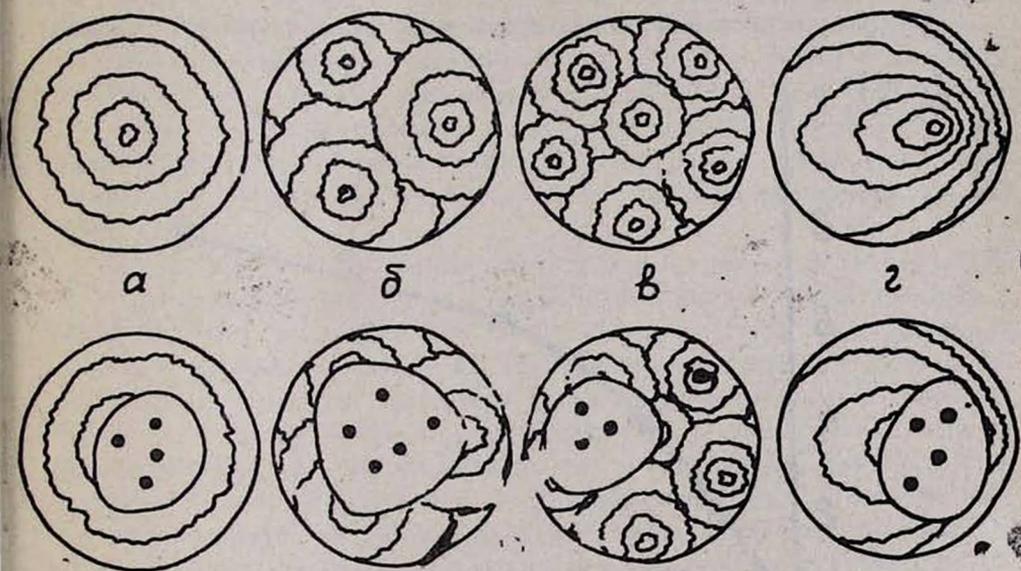


Рис. 1. Кинетика развития фазовой границы при переходе НЖК→ИЖ в ЖК-440 в ультразвуковом поле при толщине слоя: а—20 мкм, б—50 мкм, в—100 мкм, г—капля (внизу—начало фазового перехода).

Замкнутые линии на этих рисунках изображают линии тока в турбулентных акустических потоках, темные точки являются «центрами» начала фазового перехода нематический жидкий кристалл→изотроп-

ная жидкость. Наличие турбулентных движений жидкого кристалла в акустических потоках в наших исследованиях установлено смешиванием с жидким кристаллом незначительного количества красителя, плохо растворимого в исследуемых объектах. Скорость турбулентных движений увеличивается как с увеличением амплитуды ультразвуковых колебаний, так и с температурой. Во всех случаях движение вещества имеет направленность от центра ячейки или капли к краям, т. е. потоки уходят от центра к краям и возвращаются обратно к центру. Все это происходит в жидкокристаллической среде. В изотропной жидкости такие движения не наблюдаются. В окрестности точки, где начинается фазовый переход, турбулентность исчезает, возникает граница раздела фаз, которая быстро раздвигается. Скорость раздвижения при прочих идентичных условиях зависит от величины ультразвукового поля. Причем, фазовый переход начинается, как правило, на том участке образца (ближе к центру), где скорость турбулентного движения максимальна. Неоднородность распределения скорости связана с неоднородностью распределения интенсивности ультразвукового поля, которая имеет место в пьезокварцевой пластинке. С уменьшением амплитуды акустических колебаний уменьшается число линий тока, снижается скорость турбулентного движения и одновременно увеличивается время фазового перехода. Величина амплитуды колебания влияет также на температуру фазового перехода.

На рис. 2 приведена зависимость этой температуры от величины

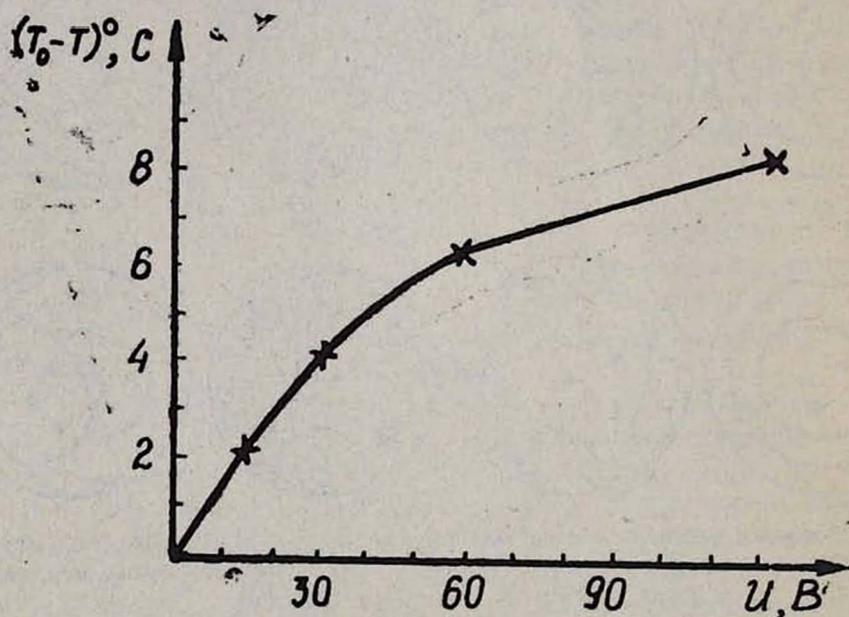


Рис. 2. Зависимость температуры фазового перехода НЖК→ИЖ в ЖК-440 от величины напряжения электрического поля на пьезокварце.  $T_0$ —температура фазового перехода в отсутствие акустического поля.

напряжения электрического поля на пьезокварце для фазового перехода НЖК→ИЖ, у ЖК—440.

При охлаждении в ячейке толщиной 20 мкм фазовый переход ИЖ→ЖК начинается со всех краев ячейки и распространяется к центру.

В ячейках толщиной 50 или 100 мкм при нагреве возникают несколько центров фазового перехода (рис. 1). В процессе дальнейшего развития перехода границы раздела фаз этих отдельных участков сливаются и образуется единая граница раздела фаз. Аналогичная картина наблюдается и в том случае, когда рассматривается фазовый переход в жидкокристаллической капле. Капля под микроскопом наблюдается в виде приплюснутого шара, по поверхности которого двигаются отдельные акустические потоки.

Причины гидродинамической неустойчивости ЖК в акустическом поле и связанные с ней оптические особенности достаточно подробно обсуждены в литературе [1, 5, 6]. В частности, в [6] указывается на существование аналогии между акустогидродинамической неустойчивостью и высокочастотной электрогидродинамической неустойчивостью.

Однако с точки зрения кинетики фазовых переходов жидкокристаллическая среда по-разному реагирует на воздействие электрических и акустических полей. Эта разница заключается в следующем.

Во-первых, согласно [7], электрическое поле на несколько градусов повышает температуру фазового перехода жидкий кристалл→изотропная жидкость, а как следует из рис. 2, ультразвуковое поле уменьшает температуру фазового перехода ЖК→ИЖ.

Во-вторых, электрическое поле, согласно [8], улучшает линейную форму границы раздела фаз ЖК—ИЖ, в то время как в ультразвуковом поле эта граница имеет форму замкнутой кривой (рис. 1).

С другой стороны, особенности фазовых переходов НЖК→ИЖ в ультразвуковом поле имеют некоторые общие характеристики с аналогичными переходами в эквимольных бинарных растворах сильно-и слабополярных НЖК. Наиболее существенным в этом отношении является тот факт, что вследствие специфических межмолекулярных взаимодействий, приводящих к уменьшению энергии взаимодействия внутри кластеров ЖК и облегчению процесса разрушения ближнего порядка, при фазовом переходе НЖК→ИЖ почти одновременно протекают процессы ориентационного «плавления» и разрушения ближнего порядка, в результате чего при фазовом переходе наблюдается одна граница раздела фаз. В индивидуальных веществах (без акустического поля) бинарной системы при переходах НЖК→ИЖ наблюдаются две границы раздела фаз, соответствующих процессам «плавления» дальнего ориентационного порядка и разрушению ближнего порядка.

Чтобы понять механизм взаимодействия акустического поля со средой, приводящий к вышеописанным особенностям кинетики фазо-

вых переходов, заметим, что согласно известной теории фазовых переходов первого рода в начальной стадии фазового перехода общий объем всех зародышей новой фазы настолько мал, что их возникновение и рост заметно не отражаются на «степени метастабильности» основной фазы. И поэтому этот объем может считаться постоянной величиной, определяемой критическими размерами зародышей. На этой стадии происходит флуктуационное образование зародышей новой фазы, а рост каждого из них не зависит от поведения остальных зародышей [9].

В системе жидкого кристалла, считая что зародыши изотропной фазы неподвижны, по аналогии с [9], можно утверждать, что эти зародыши растут лишь за счет диффузии из окружающей среды. Такой подход приводит к тому, что средний радиус изотропного зародыша увеличивается со временем по асимптотическому закону [9]

$$\bar{r} = (4\sigma Dt/9)^{1/3},$$

где  $\sigma = 2\alpha v' C_{0\infty}/T$ ,  $D$  — коэффициент самодиффузии в среде,  $\alpha$  — коэффициент поверхностного натяжения,  $C_{0\infty}$  — концентрация насыщенного раствора,  $v'$  — молекулярный объем вещества,  $t$  — время образования зародыша,

Акустическая волна, вызывая потоки в слое жидкого кристалла, приводит к изменению его степени упорядоченности и молекулярного поля. Эти изменения, в свою очередь, меняют коэффициенты вязкости среды, возможно, также и конформацию молекул жидкого кристалла, следовательно, и коэффициент диффузии. Такая сложная цепь взаимодействия ультразвукового поля со средой приводит к вышеприведенным явлениям.

В заключение обратим внимание на одну особенность фазового перехода жидкий кристалл → изотропная жидкость.

Поскольку при описании прохождения звуковой волны через жидкокристаллическую среду можно предположить, что система все время находится в квазистационарном равновесии, т. е. вслед за изменениями внешних параметров она мгновенно приходит в новое равновесное состояние, то должно быть возможным регулирование кинетики фазового перехода.

Действительно, выбором температурного режима и акустического поля спустя некоторое время от начала фазового перехода нам удалось остановить на определенное время продвижение границы раздела фаз жидкий кристалл → изотропная жидкость.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. О. А. Капустина. Акуст. журн., 20, 1(1974).
2. А. П. Капустин., О. А. Капустина. Акустика жидких кристаллов. М., Наука, 1986, 248 с.
3. Ю. Н. Королев, Г. Н. Яковенко. Акуст. журн., 23, 783 (1977).

4. В. Д. Свет, Т. Н. Яковенко. Акуст. журн., 26, 151 (1980).
5. Е. Н. Кожевников. ЖЭТФ, 82, 161 (1982).
6. И. А., Чабан. Акуст. журн., 24, 260 (1978).
7. W. Helfrich. Phys. Rev. Lett., 24, 201 (1970).
8. А. Ц. Саркисян, А. З. Пепоян. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 24, 78 (1989).
9. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский. Физическая кинетика. М., Наука, 1979, 527 с.

## ULTRASOUND EFFECT ON THE NEMATIC LIQUID CRYSTAL $\rightleftharpoons$ ISOTROPIC LIQUID PHASE TRANSITION

L. S. BEZHANOVA, A. Z. PEPOYAN, A. TS. SARKISSYAN

It is shown that the interface formation in the presence of an ultrasonic field differs from the similar process in the presence of an electric alternating field at the nematic liquid crystal  $\rightleftharpoons$  isotropic liquid phase transitions. Affected by ultrasound the new phase nuclei of critical dimensions are formed in different points of the sample.

### ՀԱԳԵՑՄԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

### ՈՒՆԻՎԵՐՍԱԼ ԱԶԳԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՆԵՄԱՏԻԿ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂ $\rightleftharpoons$ ԻՋՈՏՐՈՊ ՀԵՂՈՒԿ ՓՈՒԼԱՑԻՆ ԱՆՑՈՒՄՆԵՐԻ ՎՐԱ

Լ. Ս. ԲԵՃԱՆՈՎԱ, Ա. Զ. ՓԵՓՈՑԱՆ, Ա. Ց. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ նեմատիկ հեղուկ բյուրեղ  $\rightleftharpoons$  իզոտրոպ հեղուկ փուլային անցումների ժամանակ փուլային սահմանի ձևավորումը ուլտրաձայնային դաշտի առկայության դեպքում տարբերվում է նույնատիպ պրոցեսից փոփոխական էլեկտրական դաշտում: Նոր փուլի կրիտիկական շափեր ունեցող միջուկները ուլտրաձայնի ազդեցության տակ ձևավորվում են նմուշի տարբեր կետերում:

УДК 537.523.74

## ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКОГО ПАРАМЕТРА ТРУБКИ ПЕННИНГА НА УСТОЙЧИВОСТЬ РАЗРЯДА С ОСЦИЛЛИРУЮЩИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Р. П. БАБЕРЦЯН, Г. А. ЕГИАЗАРЯН, Э. И. ТЕР-ГЕВОРКЯН, В. Х. ГАРИБЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 16 августа 1993 г.)

Методом подвижного катода, позволяющим плавно менять длину разрядного промежутка горящем разряде, исследовано влияние геометрического параметра (отношение длины анода к его диаметру) на свойства разряда с осциллирующими электронами. Показано, что геометрический параметр оказывает существенное влияние на формирование разряда. Экспериментально впервые обнаружены области устойчивости и неустойчивости.

Известно, что в некоторых условиях в разряде в трубке Пеннинга (разряд с осциллирующими электронами) возникают высокочастотные колебания—осевые, связанные с осцилляцией сгустков приосевых электронов между катодами, и диокотронные, связанные с неустойчивостью прианодного электронного слоя [1—10]. Тип колебаний, значения частот и амплитуд определяются параметрами разряда. При возникновении колебаний существенно меняются электрические характеристики. В частности, с неустойчивостью разряда связывается попадание электронов с аномальной энергией на катоды [11, 12], что в условиях стационарного режима горения разряда запрещено. Наряду с этим, изучение неустойчивого состояния служит хорошим дополнительным способом диагностики разряда [13].

Во многих экспериментальных и теоретических работах, исследующих динамические характеристики разряда Пеннинга, основное внимание уделялось влиянию физических параметров: давления  $p$ , анодного напряжения  $U$  и магнитной индукции  $B$  при постоянных значениях длины разрядного промежутка  $l_a = \text{const}$ . Однако, при таком подходе оставались незамеченными некоторые свойства и характерные черты разряда. В частности, это не позволяло обнаружить область неустойчивого состояния разряда в трубках диаметром 13 мм с постоянной длиной 30 мм. Важно отметить, что сфера применений разряда Пеннинга во многом зависит от его устойчивости или неустойчивости.

В настоящей работе изучено влияние длины разрядного промежутка на устойчивость горения разряда. Исследования проведены на установке, принципиальная схема которой, а также методика измерений представлены в работах [12, 14]. Изменение длины разрядного промежутка проводилось методом подвижного катода, позволя-

ющего плавно менять длину  $l_a$  непосредственно в горящем разряде, оставляя неизменными физические параметры— $U$ ,  $p$ ,  $B$ . Длина разрядного промежутка менялась от 0,5 до 11 относительных единиц:  $l_{отн} = l_a/d_a$ , где  $l_a$ —длина анодного цилиндра,  $d_a$ —его диаметр. Измерения проводились в ячейках с диаметрами  $d_1=13$  мм и  $d_2=20$  мм, выбор которых был обусловлен предыдущими измерениями.

На рис. 1 представлены зависимости значений частот диокотронных колебаний  $\nu$  от относительной длины разрядного промежутка для ячеек диаметрами  $d_1$  и  $d_2$ . На этом рисунке представлен только тот интервал  $\Delta l$  значений длин разрядного промежутка, в котором обнаруживаются колебания диокотронного типа, при различных значениях давления, анодного напряжения и индукции магнитного поля. Видно, что интервал значений  $\Delta l$  слабо зависит от индукции продольного магнитного поля, само же значение  $l_a$  существенно влияет на появление неустойчивости в разряде. Именно поэтому в проведенных ранее экспериментах [14—16] в ячейке с тем же диаметром  $d_1$ , но

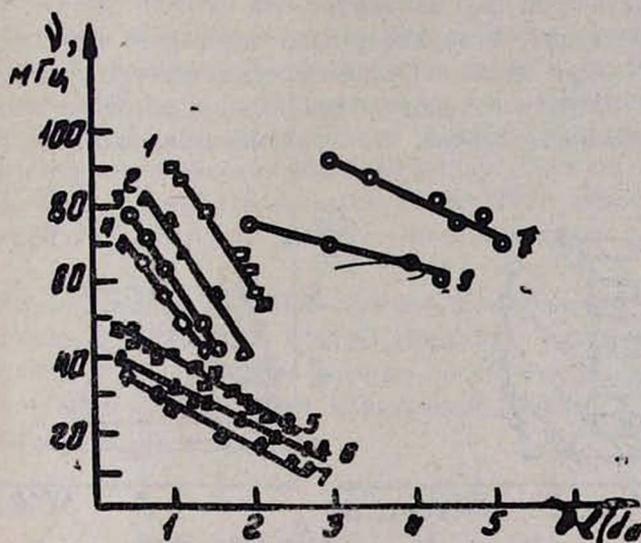


Рис. 1. Зависимость частоты ВЧ-колебаний переменной составляющей разрядного тока от относительной длины разрядного промежутка для ячеек с диаметрами  $d_1=13$  мм (кривые 1—7) и  $d_2=20$  мм (кривые 8 9) при анодном напряжении 2 кВ и давлениях  $4 \cdot 10^{-4}$  (1—4, 8) и  $5 \cdot 10^{-5}$  Торр (5—7, 9); величины магнитной индукции соответственно равны: 880 (1), 1210 (2), 1320 (5, 8, 9), 1360 (6), 1430 (3, 7) и 1650 Гс (4). Шаг изменения длины разрядного промежутка  $\Delta l=1$  мм, точности определения напряжения и тока равны  $\pm 0,2\%$ , давления— $\pm 15\%$ , а величины магнитной индукции— $\pm 5\%$ .

при постоянной длине при широком изменении физических параметров  $U$ ,  $p$ ,  $B$  колебания диокотронного типа не были обнаружены. Это объяснялось тем, что в такой геометрии электроны быстро уходят на анод, пространственный заряд в этом случае небольшой и его

плотность недостаточна для нарастания диокотронной неустойчивости. Использование же методики, позволяющей непрерывно менять длину разрядного промежутка в горящем разряде, позволило обнаружить те небольшие интервалы  $\Delta l$ , в которых возникают и усиливаются высокочастотные колебания (рис. 1).

В этих же условиях на центральный зонд идет электронный ток. Причем энергии этих электронов достаточно велики, а амплитуды колебаний значительны. Это свидетельствует о том, что в данных условиях при данной геометрии разрядного промежутка формируется прианодный слой с плотностью электронов  $n_{kf}$ , достаточной для возникновения диокотронной неустойчивости, и на анализаторе спектра регистрируются колебания. Подтверждением является ход зависимостей  $\nu=f(B)$  и  $\nu=f(U)$  на рис. 1. Проведенные исследования показывают, что амплитуды осевых колебаний  $\nu_{oc}$ , в основном, на порядок ниже и при незначительных нарушениях продольности магнитного поля они исчезают. Значения же  $\nu$  и другие характеристики разряда практически не меняются.

Таким образом, экспериментально показано, что для каждого значения диаметра ячейки Пеннинга существует определенный интервал длин разрядного промежутка  $\Delta l$ , вне которого колебания отсутствуют, и разряд устойчив, что продемонстрировано на рис. 2. Это

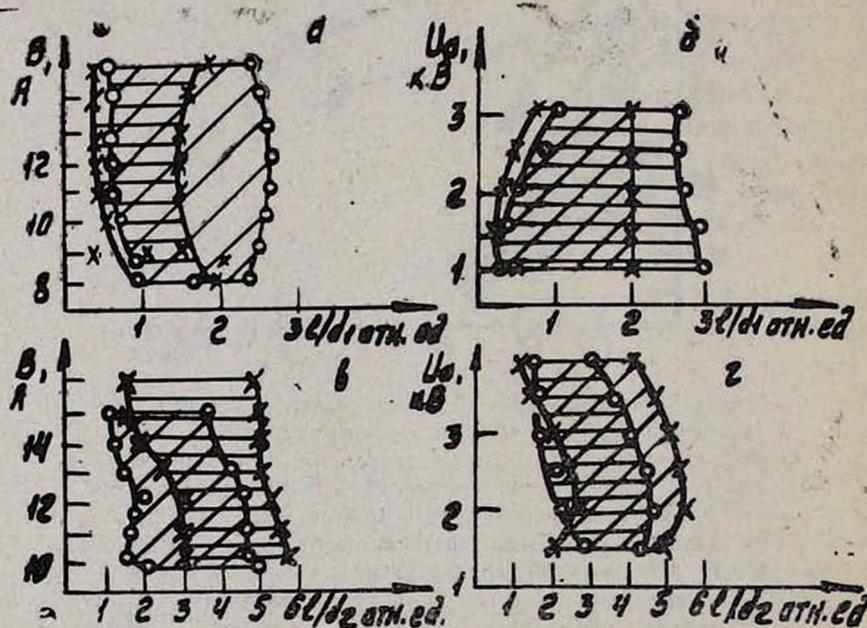


Рис. 2. Области неустойчивости разряда (заштрихованы) в ячейках диаметром  $d_1=13$  мм (а, б) и  $d_2=20$  мм (в, г), представленные на плоскости относительной длины разрядного промежутка и магнитной индукции при постоянном  $U=2$  кВ (а, в), а также на плоскости относительной длины и анодного напряжения при постоянном  $B=1320$  Гс (б, г); значения давления— $5 \cdot 10^{-5}$  Торр (1, косая штриховка) и  $4 \cdot 10^{-4}$  Торр (2, горизонтальная штриховка); точности измерения те же, что и на рис. 1.

говорит о том, что геометрический параметр оказывает основное влияние на формирование пространственного заряда и его устойчивость. Из рис. 2 видно, что при  $l_{отн} < 0,5$  и  $l_{отн} > 2$  колебания отсутствуют независимо от значений физических параметров ( $U, p, B$ ), при этом нет заметного электронного тока на зонд, разряд стабилен, а через отверстие неподвижного катода идет ионный ток.

В разрядной ячейке диаметром  $d_2$  при условии  $1,5 < l_a/d_a < 4,5$  осуществляется неустойчивый режим, и она работает как электронный источник, а при  $l_{отн} > 4,5$  отн. ед. осуществляется стационарный режим, и она работает как ионный источник.

Проведенный анализ экспериментальных зависимостей позволил выяснить, при каком полном ансамбле значений физических и геометрических параметров разряд с осциллирующими электронами горит стабильно. Отсюда следуют возможности применения ячейки Пеннинга в качестве электронного либо ионного источника заряженных частиц. Причем механизмы перехода разряда от стационарного к динамическому режиму при изменении  $U, p, B$  и  $l_a$  значительно различаются. Если воздействие изменения  $p$  изотропно по всей трубке и приводит к изменению частоты столкновений  $\nu_e$ , то действие  $B$  — анизотропно, оно влияет на траекторию частиц (группировка, захват, дрейф). Изменение же приводит к непосредственному изменению распределения электрических полей по радиусу  $E_r$  и по оси  $E_z$  (и, следовательно  $E_r/E_z$  в каждой точке внутри ячейки), влияя на величину пространственного заряда, на его распределение и фокусировку частиц.

Таким образом, на основе проведенного впервые учета влияния геометрического параметра ячейки Пеннинга получена возможность более полной классификации разряда по его состояниям, что открывает новые пути для целевого применения разряда с осциллирующими электронами.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Стальмахов. Основы электроники СВЧ приборов со скрещенными полями. Сов. радио, М. 1963.
2. О. Вунеман. In Crossed Field Microwave Devices. Acad. Press-Inc., New York, p. 367 (1961).
3. R. Gould. J. Appl. Phys., 28, 599 (1957).
4. О. Вунеман. I. Electron Control, 3, 507 (1956).
5. J. Pierce. Trans. of Electron Devices, ED-3, 183 (1956).
6. О. Вунеман, R. M. Levy, L. M. Linson. J. Appl. Phys., 37, 3203 (1966).
7. R. N. Levy. Phys. Fluids, 8, 1288 (1965).
8. L. D. Hall. Rev. Sci. Instr., 29, 367 (1958).
9. W. Кнауер, А. Fafarman, R. Poeschel. Appl. Phys Lett., 3, 111 (1963).
10. W. Кнауер J. Appl. Phys., 37, 602 (1966).
11. Р. П. Баберцяна, Э. С. Бадалян, Г. А. Егиазарян, Э. И. Тер-Геворкян. ЖТФ, 54, 2382 (1984).
12. Р. П. Баберцяна, Э. С. Бадалян, Г. А. Егиазарян, Э. И. Тер-Геворкян. ЖТФ, 59, 43 (1989).

13. Г. В. Смирницкая, Э. М. Рейкрудель, Г. А. Егиазарян. ЖТФ, 43, 130 (1973).
14. Р. П. Баберцян, Э. С. Бадалян, Э. И. Тер-Геворкян, Г. А. Егиазарян. ЖТФ, 57, 2039 (1987).
15. Р. П. Баберцян, Э. С. Бадалян, Э. И. Тер-Геворкян. Ученые записки ЕГУ, №1, 60 (1983).
16. Р. П. Баберцян, Э. С. Бадалян, Э. И. Тер-Геворкян, В. Ю. Агасарян. ЖТФ, 45, 1059 (1975).

## PENNING TUBE GEOMETRICAL PARAMETER INFLUENCE ON STABILITY OF THE DISCHARGE WITH OSCILLATING ELECTRONS

R. P. BABERTSIAN, G. A. EGIAZARIAN, E. I. TER-GEVORKIAN, V. KH. GARIBYAN

Influence of geometrical parameter (anode length ratio to cathode diameter) on the properties of discharge with oscillating electrons was investigated by means of the method of movable cathode which allows to change the discharge length in burning conditions. It is shown that the geometrical parameter has essential influence on the discharge formation. Regions of stability and instability were experimentally observed for the first time.

### ՊԵՆՆԻՆԳԻ ԽՈՂՈՎԱԿԻ ԵՐԿՐԱԶԱՓԱԿԱՆ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՏԱՏԱՆՎՈՂ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐՈՎ ՊԱՐՊՄԱՆ ԿԱՑՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Ռ. Պ. ԲԱԲԵՐՑՅԱՆ, Գ. Ա. ԵՂԻԱԶԱՐՅԱՆ, Է. Ի. ՏԵՐ-ԳԵՎՈՐԿՅԱՆ, Վ. Խ. ՂԱՐԻԲՅԱՆ

Շարժական կատոդի եղանակով, որը թույլ է տալիս սահուն կերպով փոփոխել պարպման տիրույթի երկարությունը պարպման ժամանակ, ուսումնասիրված է երկրաչափական պարամետրի (անոդի երկարության և տրամագծի հարաբերությունը) ազդեցությունը տատանվող էլեկտրոններով պարպման հատկությունների վրա: Ցույց է տրված, նաև, որ երկրաչափական պարամետրը էական ազդեցություն է թողնում պարպման ձևավորման վրա: Առաջին անգամ փորձնական ճանապարհով ստացված են կայունության և անկայունության տիրույթները:

# КРИТЕРИЙ СУЩЕСТВОВАНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ В БИНАРНЫХ СМЕСЯХ ГАЗОВ В СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ

Р. В. ЧИФЛИКЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 30 марта 1994 г.)

Получено необходимое и достаточное условие для существования отрицательной дифференциальной проводимости электронов в бинарных смесях газов. Показано наличие этого эффекта в смесях инертных газов He-Kr и He-Xe.

1. Эффект отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП), как известно, заключается в уменьшении дрейфовой скорости электронов с увеличением напряженности электрического поля (см., например, [1]). Наличие неупругих потерь энергий электронов (в колебательных или вращательных каналах) для молекулярного компонента в смеси является необходимым условием для существования этого эффекта [1, 2]. В настоящей работе, в дополнение к вышесказанному, показано, что ОДП может также наблюдаться и в некоторых смесях инертных газов, где неупругие потери энергии электронов в диапазоне средних энергий электронов  $\sim 1-5$  эВ отсутствуют.

2. Аналог закона Бланка для дрейфовых скоростей электронов в многокомпонентных смесях газов в слабоионизованной низкотемпературной плазме имеет следующий вид [3]:

$$\tilde{E} = (\sum_j \delta_j \tilde{E}_j W_j)^{1/2} (\sum_j \delta_j E_j W_j)^{1/2}, \quad (1)$$

$$W = (\sum_j \delta_j \tilde{E}_j W_j)^{1/2} (\sum_j \delta_j E_j W_j)^{-1/2}. \quad (2)$$

Здесь  $\tilde{E}_j = \tilde{E}_j(U) = E_j(U)N$  и  $W_j = W_j(U)$  — приведенная напряженность электрического поля и дрейфовая скорость электронов в газе  $j$ -ого сорта при одном и том же значении средней энергии электронов  $U$ ;  $\tilde{E} = \tilde{E}(U) = E(U)N$  и  $W = W(U)$  — аналогичные величины в смеси при том же самом значении  $U$ ;  $E(U)$  и  $E_j(U)$  — напряженности электрического поля в смеси и в  $j$ -ом газе, соответственно;  $N$  — плотность газа.

Необходимое и достаточное условие существования ОДП  $\frac{dW}{dU} < 0$  для бинарной смеси газов получается дифференцированием выражения (2) по  $U$  и имеет вид

$$-\left(\frac{W_1}{W_2} - \frac{W_2}{W_1}\right)\left(\hat{E}_1 - \hat{E}_2\right) > 4\sqrt{\hat{W}_1 \cdot \hat{W}_2} + \left(\frac{W_1}{W_2} + \frac{W_2}{W_1}\right)\left(\hat{W}_1 + \hat{W}_2\right), \quad (3)$$

где величины со шляпкой обозначают логарифмические производные по  $U$  ( $\hat{W}_1 = d \ln W_1 / d \ln U$  и т.д.). Здесь учтено, что соотношение компонентоз  $\delta_1 / \delta_2 = \tilde{E}_1 / \tilde{E}_2 \sqrt{(\ln W_1)' (\ln W_2)'}$  является оптимальным для проявления ОДП. При  $W_1(U) \gg W_2(U)$  и  $\tilde{E}_1(U) \gg \tilde{E}_2(U)$  ( $N_2:Ar=1:99$  и др.) выражение (3) принимает вид

$$\hat{E}_2 > \hat{E}_1 + \hat{W}_1 + \hat{W}_2, \quad (4)$$

которое легко сводится к критерию, полученному в [1].

3. Проверим справедливость критериев (3) и (4) на примере известной смеси  $CO:Ar$  с ярко выраженным ОДП [1]. Так, для  $U=2$  эВ по расчетам [4] для  $CO$  имеем:  $\tilde{E}_1=125,0$  Тд,  $\tilde{E}_1'=54$  Тд/эВ,  $W_1=-58,7 \cdot 10^5$  см/с и  $W_1'=14,0 \cdot 10^5$  см/(с · эВ); для  $Ar$ , согласно нашим численным расчетам по сечениям из [5], имеем:  $\tilde{E}_2=0,617$  Тд,  $\tilde{E}_2'=-0,69$  Тд/эВ,  $W_2=2,71 \cdot 10^5$  см/с и  $W_2'=0,7 \cdot 10^5$  см/(с · эВ). Для этих данных левая часть (4) равна 0,67, т. е. выполняется необходимое условие проявления ОДП. Выполняется также и критерий (3), где левая часть равна 14,7, а правая—12,0.

В смеси  $He:Kr=0,12:0,88$  для  $U=1,5$  эВ в  $He$ , согласно нашим численным расчетам, имеем:  $\tilde{E}_1=2,58$  Тд,  $\tilde{E}_1'=2,0$  Тд/эВ,  $W_1=7,82 \cdot 10^5$  см/с,  $W_1'=3,5 \cdot 10^5$  см/(с · эВ), а для  $Kr$   $\tilde{E}_2=0,241$  Тд,  $\tilde{E}_2'=0,52$  Тд/эВ,  $W_2=1,52 \cdot 10^5$  см/с и  $W_2'=0,46 \cdot 10^5$  см/(с · эВ). При этом левая часть (4) равна 1,80, а правая—1,23. Левая часть (3) равна 5,94, а правая—5,34, т. е. ОДП возможна. Наличие ОДП электронов в рассматриваемой смеси подтверждается как непосредственным численным решением уравнения Больцмана сечениями из [5], так и по формуле (1). Согласно этим расчетам, в этой смеси ОДП наблюдалась в интервале  $(U_1, U_2)$ , где  $U_1=1,1$  эВ и  $U_2=2,6$  эВ, причем  $\tilde{E}(U_1)=0,43$  Тд,  $W(U_1)=4,36 \cdot 10^5$  см/с, а  $\tilde{E}(U_2)=1,98$  Тд, а  $W(U_2)=4,10 \cdot 10^5$  см/с.

Эффект ОДП электронов смеси  $He:Xe=0,3:0,7$  был зафиксирован нами по выполнению критериев (3) и (4), а также численным решением уравнения Больцмана. Здесь ОДП проявляется в диапазоне  $(U_1, U_2)$ , где  $U_1=2,0$  эВ,  $U_2=2,49$  эВ,  $\tilde{E}(U_1)=3,05$  Тд,  $W(U_1)=3,69 \cdot 10^5$  см/с,  $\tilde{E}(U_2)=4,50$  Тд,  $W(U_2)=3,51 \cdot 10^5$  см/с.

Таким образом, полученный критерий (3) позволяет надежно обнаруживать бинарные смеси с ОДП электронов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Напартович, А. Н. Старостин. В кн. Химия плазмы, М., Атомиздат, 1979, с. 153—208.
2. R. E. Robson, Austral. J. Phys., 37, 35 (1984).

3. Р. В. Чифликян. Изв. НАН Армении, Физика, 29, №4, 131 (1994).
4. Y. Kaufman. J. Phys. D: Appl. Phys., 21, 443 (1988).
5. Л. Хаксли, Р. Кромптон. Диффузия и дрейф электронов в газах. М., Мир, 1977.

**ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԲԱՑԱՍԱԿԱՆ ԴԻՖԵՐԵՆՑԻԱԼ ՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ  
ԳՈՑՈՒԹՅԱՆ ՉԱՓԱՆԻՇԸ ԹՈՒՅԼ ԻՈՆԻԶԱՅՎԱԾ ՑԱԾՐԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ  
ՊԼԱԶՄԱՑՈՒՄ ԳԱԶԵՐԻ ԵՐԿԱԿԻ ԽԱՌՆՈՒՐԴՆԵՐՈՒՄ**

Ռ. Վ. ՉԻՖԼԻԿՅԱՆ

*Թույլ իոնիզացված ցածրատիճանային պլազմայում երկակի խառնուրդների համար դասը  
է բերված էլեկտրոնների բացասական դիֆերենցիալ հաղորդականության գոյության անհրա-  
ժեշտ և բավարար պայմանը: Ցույց է տրված այդ էֆեկտի առկայությունը He:Kr և He:Xe  
իններա գազերի խառնուրդներում:*

**EXISTENCE CRITERION OF THE NEGATIVE DIFFERENTIAL  
CONDUCTIVITY OF ELECTRONS IN BINARY MIXTURES OF GASES  
IN WEAKLY IONIZED LOW-TEMPERATURE PLASMA**

R. V. CHIFLIKIAN

The necessary and sufficient condition of the negative differential conductivity of electrons in binary mixtures of gasses in weakly ionized low-temperature plasma is obtained. This effect becomes apparent in He:Kr and He:Xe inert gas mixtures.

УДК 533.951

ПОЛЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ, ДВИЖУЩЕЙСЯ В ПЛАЗМЕ  
С РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ФЕРМИ

Р. А. ГЕВОРКЯН

Институт радиопизики и электроники НАН Армении

(Поступила в редакцию 27 декабря 1993 г.)

Исследованы поля, создаваемые движущейся заряженной частицей в плазме с распределением Ферми и в ультрарелятивистской плазме, когда характерные скорости среды меньше скорости пробной частицы. Показано, что уже при таких скоростях электромагнитное поле имеет вид, отличный от сферически симметричного.

В настоящем сообщении приведены аналитические выражения для электрического и магнитного полей, создаваемых движущейся заряженной частицей в вырожденном Ферми-газе и ультрарелятивистской плазме. Предполагается наличие положительно заряженного фона, обеспечивающего общую электронейтральность плазмы.

Рассмотрим две частицы с массами  $m_1, m_2$  и зарядами  $q_1, q_2$ , движущиеся в плазме с распределением Ферми. Будем считать, что взаимодействие между частицами и наличие среды мало изменяют траектории частиц, так что законы движения частиц можно задать в виде равномерных прямолинейных движений

$$\mathbf{r}_1 = \mathbf{u}_1 t, \quad \mathbf{r}_2 = \mathbf{u}_2 t + \mathbf{r}_0. \quad (1)$$

Для простоты предположим, что частицы движутся в одном направлении и  $|\mathbf{u}_1| = |\mathbf{u}_2| = u \ll c$ . Кроме того, примем, что частицы медленные ( $u \ll v_{Fe}$ , где  $v_{Fe}$  — фермиевская скорость электронов газа). Выберем систему координат следующим образом. В плоскости, проходящей через векторы  $\mathbf{r}_0$  и  $\mathbf{u}$ , направим ось  $Z$  вдоль вектора  $\mathbf{u}$  и будем считать, что вектор  $\mathbf{r}_0$  лежит в плоскости  $\{ZOY\}$ . Интегрируя уравнения Максвелла с диэлектрической проницаемостью для случая плазмы с Ферми-распределением [1] и отбросив члены порядка  $\lambda^3 = \frac{u^3}{v_{Fe}^3}$  и  $\frac{u^2}{c^2}$  и выше, получим:

$$\mathbf{E}_1 = -\text{grad} q_1(A+D), \quad \mathbf{E}_2 = -\text{grad} q_2(A-D), \quad (2)$$

$$\mathbf{B}_1 = \mathbf{B}_{1r} = \frac{q_1 u}{c} \frac{y_0}{r_0^3}, \quad \mathbf{B}_2 = \mathbf{B}_{2x} = -\frac{q_2 u}{c} \frac{y_0}{r_0^3},$$

где  $\mathbf{E}_1, \mathbf{B}_1$  — электрическое и магнитное поля в точке нахождения первой частицы, а  $\mathbf{E}_2, \mathbf{B}_2$  — поля в точке нахождения второй частицы.

$$A = \exp(-r_0 z) / r_0, \quad D = \frac{i z_0}{4 r_0} \left( \frac{1}{z r_0^2} + \alpha \right) \left[ \exp(-\alpha r_0) E_i^*(-\alpha r_0) - \right. \\ \left. - \exp(\alpha r_0) E_i(-\alpha r_0) \right] + \frac{1}{r_0} \left[ \exp(-\alpha r_0) E_i^*(\alpha r_0) + \exp(\alpha r_0) E_i(-\alpha r_0) \right] - 2 / r_0. \quad (3)$$

В формулах (3)  $\alpha = \sqrt{3} \frac{\omega_L}{v_{Fe}}$ , где  $\omega_L$  — плазменная частота,  $E_i^*(\alpha r_0)$  и  $E_i(-\alpha r_0)$  — интегральные показательные функции,  $z_0$  и  $y_0$  — проекции вектора  $r_0$  соответственно на ось  $Z$  и на ось  $Y$ .

Выражение (3) значительно упрощается в случае выполнения условий  $\alpha r_0 < 1$  либо  $\alpha r_0 \gg 1$ . В первом случае, разлагая в ряд выражения для  $D$  и ограничиваясь первыми членами разложения, получим

$$E_1 = -\text{grad} q_2 \left[ \exp(-\alpha r_0) / r_0 - \frac{i \alpha z_0}{2 r_0} \ln(\alpha r_0) \right], \quad B_1 = B_{1x} = \frac{q_2 u}{c} \frac{y_0}{r_0^3}, \\ \text{при } \alpha r_0 < 1 \quad (4) \\ E_2 = -\text{grad} q_1 \left[ \exp(-\alpha r_0) r_0 + \frac{i \alpha z_0}{2 r_0} \ln(\alpha r_0) \right], \quad B_2 = B_{2x} = -\frac{q_1 u}{c} \frac{y_0}{r_0^3}.$$

Во втором случае, воспользовавшись асимптотическими выражениями функций  $E_i^*(\alpha r_0)$  и  $E_i(-\alpha r_0)$ , имеем:

$$E_1 = -\text{grad} q_2 (2 i \alpha^2 z_0 / r_0^4), \quad B_1 = B_{1x} = \frac{q_2 u}{c} \frac{y_0}{r_0^3}, \\ \text{при } \alpha r_0 \gg 1. \quad (5) \\ E_2 = -\text{grad} q_1 (-2 i \alpha^2 z_0 / r_0^4), \quad B_2 = B_{2x} = -\frac{q_1 u}{c} \frac{y_0}{r_0^3}.$$

В случае, когда средой является ультрарелятивистская плазма, электромагнитное поле также описывается выражениями (2) — (5), в которых  $\lambda = u/c$ ;  $\alpha = \sqrt{4\pi e^2 N_e / T_e}$ , при этом диэлектрическая проницаемость ультрарелятивистской плазмы определяется известным выражением [1].

Как видно из этих выражений, уже при скоростях частиц, малых по сравнению с характерной скоростью среды (скорость Ферми, скорость света и т. д.), выражения для электромагнитного поля имеют вид, отличный от сферически симметричного.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Александров, Л. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе. Основы электродинамики плазмы. М., Высшая школа. 1978.

ՖԵՐՄԻԻ ԲԱՇԽՈՒՄՈՎ ՊԼԱԶՄԱՑՈՒՄ ՇԱՐԺՎՈՂ  
ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿԻ ԴԱՇՏԸ

Ռ. Ա. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Հետազոտված են շարժվող լիցքավորված մասնիկի ստեղծած դաշտերը Ֆերմիի բաշխումով պլազմայում և ուլտրառելյատիվիստական պլազմայում: Միջավայրի բնութագրական արագությունները փոքր են, քան փորձնական մասնիկի արագությունը: Ցույց է տրված, որ արգենայգիսի արագությունների դեպքում էլեկտրամագնիսական դաշտի տեսքը տարբերվում է զրեդային սիմետրիկից:

FIELD OF CHARGED PARTICLE MOVING IN PLASMA WITH  
FERMI-DISTRIBUTION

R. A. CEVORKIAN

We have analyzed the electromagnetic field created by a charged particle moving in plasma described by Fermi-distribution, and in relativistic plasma, in the case when characteristic velocities of the medium are much smaller, than the test particle velocity. Even at such low velocity the particle field is shown to be significantly different from the spherically symmetric field.

Ա. Վ. Հակոբյան. Էլեկտրական ալիքի մագնիսաբնութիւնային ցրման տեսութեան մասին	47
<b>Ս. Կ. Ավետիսյան</b> , Ա. Հ. Մելիքյան, Հ. Ռ. Մինասյան. Երկֆոտոն կլանումը բազմաճիւղ բվանտային կառուցվածքում	52
Ս. Զ. Մանուկյան, <b>Ռ. Ի. Մարաբյան</b> . Անիզոտրոպ լցվածքով ուղղանկյուն ալիքատարում էլեկտրամագնիսական ալիքների տարածման մասին	59
Լ. Ս. Ասլանյան, Վ. Բ. Պախալով, Մ. Հ. Խուրշուդյան. Լրիվ ներքին անդրադարձումը ոչ գծայնութեան հագեցման պայմաններում	65
Վ. Ս. Առաքելյան, Հ. Գ. Բախշյան, Մ. Գ. Գրիգորյան, Կ. Ե. Կարապետյան. Զրի մոլեկուլների հարկադրական կողմնորոշումը ձագնային ալիքի դաշտում	71
Լ. Ս. Բեժանովա, Ա. Զ. Փեփոյան, Ա. Յ. Սարգսյան. Հագեցման պայմաններում ուլտրամալույսի ազդեցությունը նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի շիֆտրոպ հեղուկ փուլային անցումների վրա	76
Ռ. Պ. Բաբերցյան, Գ. Ա. Եղիազարյան, Է. Ի. Տեր-Գևորգյան, Վ. Խ. Ղարիբյան. Պեննինգի խողովակի երկրաչափական պարամետրերի ազդեցությունը տատանվող էլեկտրոններով պարպման կայունութեան վրա	82
Ռ. Վ. Զիֆլիկյան. Էլեկտրոնների բացասական դիֆերենցիալ հաղորդականութեան գոյութեան չափանիշը թույլ իոնիզացված ցածրաստիճանային պլազմայում գազերի երկակի խառնուրդներում	86
Ռ. Ա. Գևորգյան. Ֆերմիի բաշխումով պլազմայում շարժվող լիցքավորված մասնիկի դաշտը	90

CONTENTS

A. V. Hakopian. On the theory of magneto-Compton scattering of electromagnetic wave	47
<b>S. K. Avetissian</b> , A. O. Melikyan, H. R. Minassian. Two-photon absorption in multi-quantum well structures	52
S. J. Manoukian, <b>R. I. Marabian</b> . On the propagation of electromagnetic waves in a rectangular waveguide with anisotropic filling	59
L. S. Aslanian, V. B. Pakhalov, M. H. Khurschudian. Total internal reflection with saturated nonlinearity	65
V. S. Arakelian, H. G. Bakhshian, M. G. Grigorian, K. E. Karapetian. Water molecules' stimulated orientation in the field of acoustic wave	71
L. S. Bezhanova, A. Z. Pepoyan, A. Ts. Sarkissyan. Ultrasound effect on the nematic liquid crystal $\rightleftharpoons$ isotropic liquid phase transition	76
R. P. Babertsian, G. A. Egiazarian, E. I. Ter-Gevorkian, V. Kh. Garibyan. Penning tube geometrical parameter influence on stability of the discharge with oscillating electrons	82
R. V. Chiflikian. Existence criterion of the negative differential conductivity of electrons in binary mixtures of gases in weakly ionized low-temperature plasma	86
R. A. Cevorkian. Field of charged particle moving in plasma with Fermi-distribution	90

## СОДЕРЖАНИЕ

А. В. Акопян. К теории магнитокомптоновского рассеяния электромагнитной волны	47
<b>С. К. Аветисян</b> , А. О. Меликян, Г. Р. Минасян. Двухфотонное поглощение в многоатомной квантовой структуре	52
С. Д. Манукян, <b>Р. И. Марабян</b> . О распространении электромагнитных волн в прямоугольном волноводе с анизотропным заполнением	59
Л. С. Аслабян, В. Б. Пахалов, М. А. Хуршудян. Полное внутреннее отражение в условиях насыщения нелинейности	65
В. С. Аракелян, Г. Г. Бахсян, М. Г. Григорян, К. Е. Каралетян. Вынужденная ориентация молекул воды в поле акустической волны	71
Л. С. Бежанова, А. З. Пепоян, А. Ц. Саркисян. Влияние ультразвука на фазовые переходы нематической жидкой кристалл-изотропная жидкость	76
Р. П. Баберцян, Г. А. Егназарян, Э. И. Тер-Геворкян, В. Х. Гарибян. Влияние геометрического параметра трубки Пеннинга на устойчивость разряда с осциллирующими электронами	82
Р. В. Чифлиян. Критерий существования отрицательной дифференциальной проводимости электронов в бинарных смесях газов в слабоионизированной низкотемпературной плазме	87
Р. А. Геворкян. Поле заряженной частицы, движущейся в плазме с распределением Ферми	90

Технический редактор В. Д. СТЕПАНЯН

Сдано в набор 11.04.95 г. Подписано к печати 18.07.95 г.  
 Формат 70×108<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Бумага № 1, «сыктывкарская». Высокая печать. Печ. лист. 3  
 Усл. печ. лист. 4,2. Усл. кр. отт. 4,5. Учет.-изд. 4,5. Тираж 140. Заказ 7.  
 Издат. 7952. Цена 100 драмов.

Издательство «Гитутюн» НАН РА, 375019, Ереван-19, пр. Маршала Баграмяна, 24-а.  
 Типография Издательства НАН Армении, 378410, г. Аштарак, 2.