

ՀԱՄԱՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿ
ФИЗИКА

1989

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՆԿՐԵՆՏ

Ա. Ց. Ամատունի, Վ. Մ. Հարությունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղարիբյան (պատասխանատու խմբագիր), Ռ. Մ. Մարտիրոսյան, Ա. Ռ. Մկրտչյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Յու. Գ. Շահնազարյան (պատասխանատու քարտուղար), Է. Գ. Շարոյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սահակյան, Հ. Հ. Վարդապետյան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

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

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ ПРИ МНОГОКРАТНОМ ПЕРЕСЕЧЕНИИ ЕЮ РЕГУЛЯРНОГО ВОЛНОВОДА

К. А. БАРСУКОВ

Ленинградский электро-технический институт

Э. А. БЕГЛОЯН, Э. М. ЛАЗИЕВ

Ереванский физический институт

Р. И. МАРАБЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 13 июля 1988 г.)

Рассмотрено излучение заряженной частицы движущейся по гармоническому закону и многократно пересекающей стенки волновода. Получены выражения для энергии и полей излучения. Проведен анализ спектра излучения и оптимальных условий излучения.

В работе [1] рассматривалась генерация переходного излучения и излучения Вавилова-Черенкова с помощью заряженных частиц, пересекающих при своем движении стенки волновода, что позволяет достаточно просто разделить излучение и пучок частиц. Для получения заметного выхода энергии при таком методе возбуждения необходимо использовать когерентные сгустки частиц, пересекающих последовательно стенки волновода. Вместе с тем, возможно также использовать многократное пересечение волновода одним сгустком, совершающим периодическое движение [2, 3]. Спектр излучения в этом случае будет представлять собой набор частот, кратных частоте колебаний сгустка. При заметной интенсивности субгармоник, такой источник можно использовать, как генератор в коротковолновой части СВЧ. Ниже исследуются основные особенности излучения, генерируемого движущимся зарядом при многократном пересечении им стенок волновода.

Рассмотрим произвольный цилиндрический волновод, заполненный диэлектриком с проницаемостью ϵ . Ось волновода совпадает с осью Oz декартовой системы координат. Пусть вдоль оси ox волновод пересекает заряженная частица с зарядом q , движущаяся по закону

$$x(t) = x_0 \sin \Omega t + \frac{a}{2}, \quad (1)$$

$$y(t) = y_0, \quad z(t) = z_0,$$

где Ω — частота колебания заряда, a — размер волновода вдоль оси ox .

Найдем поля и энергию излучения заряда. Для решения поставленной задачи воспользуемся результатом работы [4], где получены общие соотношения, аналогичные спектральному разложению потенциалов Льенара-Вихерта для произвольного движения заряда в волноводе:

$$E_{\omega n}^{(z)} = - \frac{q \lambda_n^2}{\epsilon \omega \gamma_n} \int v_z(t) \psi_n(x(t), y(t)) e^{-i\gamma_n |z-z(t)| - i\omega t} dt +$$

$$+ \frac{q}{i\omega\epsilon} \int_t (v(t)) \nabla \psi_n(x(t), y(t)) e^{-i\gamma_n |z-z(t)| - i\omega t} \operatorname{sign} |z-z(t)| dt,$$

$$H_{\omega n}^{(z)} = - \frac{iq}{c\hat{\gamma}_n} \int_t [v(t) \nabla \psi_n(x(t), y(t))]_z e^{-i\hat{\gamma}_n |z-z(t)| - i\omega t} dt, \quad (2)$$

где $E_{\omega n}^{(z)}$ и $H_{\omega n}^{(z)}$ — коэффициенты разложения $E_{\omega z}$ и $H_{\omega z}$ составляющих полей по собственным функциям поперечного сечения волновода;

$\psi_n(x, y)$, $\hat{\psi}_n(x, y)$ — собственные функции поперечного сечения волновода в первой и второй краевых задачах для поперечного сечения волновода; λ_n и $\hat{\lambda}_n$ — соответствующие собственные значения;

$\gamma_n = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon - \lambda_n^2}$, $\hat{\gamma}_n = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon - \hat{\lambda}_n^2}$ — постоянные распространения ТМ и ТН-волн соответственно, индекс ω — указывает на Фурье-компоненту соответствующей величины, интегрирование в (2) ведется по всему времени нахождения заряда в волноводе.

Остальные компоненты полей выражаются через E_z и H_z обычным образом.

Первое слагаемое в (2) описывает ТМ-волны, возникающие от продольной составляющей тока заряда, а остальные члены в (2) — ТМ и ТЕ-волны, излучаемые из-за поперечного движения заряда, которые в рассматриваемом случае и дают вклад в поля и энергии излучения.

Подставляя (1) в (2) получаем:

$$E_{\omega n}^{(z)} = \frac{qx_0 \Omega}{i\omega\epsilon} e^{-i\gamma_n |z|} \operatorname{sign} z \int \cos \Omega t \frac{\partial \psi_n((x_0 \sin \Omega t + a/2), y_0)}{\partial x} e^{-i\omega t} dt,$$

$$H_{\omega n}^{(z)} = - \frac{iqx_0 \Omega}{c\hat{\gamma}_n} e^{-i\hat{\gamma}_n |z|} \int \cos \Omega t \frac{\partial \hat{\psi}_n((x_0 \sin \Omega t + a/2), y_0)}{\partial y} e^{-i\omega t} dt. \quad (3)$$

Выражение (3) определяет поля излучения в произвольном регулярном цилиндрическом волноводе. Для случая прямоугольного волновода, стенки которого есть плоскости $x=0$, $x=a$, $y=0$, $y=b$, с учетом выражений для собственных функций прямоугольного волновода, для которого

$\lambda_{nm} = \hat{\lambda}_{nm}$ и $\gamma_{nm} = \hat{\gamma}_{nm}$, имеем:

$$E_{\omega nm}^{(z)} = \frac{2\pi qx_0 \Omega m}{i\omega\epsilon \sqrt{ab}} \sin\left(\frac{\pi n}{b} y_0\right) e^{-i\gamma_{nm} |z|} \operatorname{sign} z \times$$

$$\times \int_t \cos \Omega t \cos\left(\frac{\pi m x_0}{a} \sin \Omega t + \frac{\pi m}{2}\right) e^{-i\omega t} dt, \quad (4)$$

$$H_{\omega nm}^{(z)} = - \frac{iq\pi n x_0 \Omega}{cb\gamma_{nm}} \sqrt{\frac{\epsilon_n \epsilon_m}{ab}} \sin\left(\frac{\pi n}{b} y_0\right) e^{-i\gamma_{nm} |z|} \times$$

$$\times \int_t \cos\left(\frac{\pi m x_0}{a} \sin \Omega t + \frac{\pi m}{2}\right) \cos \Omega t e^{-i\omega t} dt,$$

n, m — индексы моды волны, $\varepsilon_j = 2, j \neq 0, \varepsilon_0 = 1$.

Если разложить подынтегральные выражения в (4) в ряды по функциям Бесселя первого рода, то вычисление полей излучения сводится к вычислению интегралов вида

$$F = \int_t \cos(k\Omega t) \cos(\Omega t) e^{-i\omega t} dt. \quad (5)$$

Предположим, что частица за одно полное колебание находится в волноводе в течение времени $t' = 2\tau_0$. Тогда (5) можно представить в виде суммы

$$F = \sum_{s=0}^{N-1} \int_{t_0+sT/2}^{t_0+sT/2+\tau_0} \cos(k\Omega t) \cos(\Omega t) e^{-i\omega t} dt. \quad (6)$$

где t_0 — момент первого влета заряда в волновод, N — число пересечений зарядом волновода, $T = 2\pi/\Omega$.

Производя в (6) интегрирование по t с последующим суммированием по s с учетом рекуррентных соотношений функций Бесселя первого рода, для полей излучения в волноводе окончательно получаем:

$$E_{\omega nm}^{(z)} = \frac{4q}{i\varepsilon \sqrt{ab}} e^{-i\gamma_n z} \sin\left(\frac{\pi n}{b} y_0\right) \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \frac{a_{km} k \Omega}{\omega} J_k\left(\frac{\pi m x_0}{a}\right) \times \\ \times \frac{\sin(\omega - k\Omega) \frac{\tau_0}{2}}{\omega - k\Omega} \cdot \frac{\sin \frac{NT}{4} (\omega - k\Omega)}{\sin \frac{T}{4} (\omega - k\Omega)} e^{-i(\omega - k\Omega)(N-1)T/4 \text{ sign} z}, \quad (7)$$

где

$$a_{2k-1,m} = \cos \frac{\pi m}{2}, \quad a_{2k,m} = i \sin \frac{\pi m}{2}.$$

Выражения для $H_{\omega n}(z)$ получается из (7), если последние умножить на

$$B_{n,m} = - \frac{n a \omega \varepsilon}{2 c m b \gamma_{nm}} \sqrt{\varepsilon_n \varepsilon_m} \text{ sign} z. \quad (8)$$

При $x_0/a \leq 1$, (7) и (8) определяют поля излучения заряда, который за все время своего движения не выходит за пределы волновода.

Энергию излучения заряда вычислим, как удвоенный поток вектора Пойтинга через любое поперечное сечение волновода вне области нахождения заряда.

$$S = \sum_{n,m} S_{nm} = 2 \sum_{n,m} S_{nm}^{(TM)} + 2 \sum_{n,m} S_{nm}^{(TE)}, \quad (9)$$

где

$$S_{nm}^{(TM)} = \lambda_{nm}^{-2} \text{Re} \int_0^{\infty} \varepsilon \gamma_{nm} |E_{\omega n}^{(z)}|^2 \omega d\omega, \quad (10)$$

$$S_{nm}^{(TE)} = \lambda_{nm}^{-2} \text{Re} \int_0^{\infty} \gamma_{nm} |H_{\omega n}^{(z)}|^2 \omega d\omega.$$

Подставляя (7) и (8) в (10), для потока энергии излучения заряда получаем:

$$S_{nm}^{(TM)} = \frac{16q^2\Omega^2}{ab^2\lambda_{nm}^2} \sin^2\left(\frac{\pi n}{b} y_0\right) \int_{\omega_{nm}^{(kp)}}^{\infty} \frac{\gamma_{nm}}{\varepsilon} \left| \sum_{k=-\infty}^{+\infty} a_{km} k \frac{\sin(\omega - k\Omega)\tau_0/2}{\omega - k\Omega} \right| \times \\ \times \frac{\sin \frac{NT}{4}(\omega - k\Omega)}{\sin \frac{T}{4}(\omega - k\Omega)} J_k\left(\frac{\pi m x_0}{a}\right) e^{-i(\omega - k\Omega)(N-1)T/4} \Big|_{\omega}^2 \frac{d\omega}{\omega}, \quad (11)$$

$$S_{nm}^{(TE)} = \frac{4q^2 n^2 \alpha \Omega^2 \varepsilon_n \varepsilon_m}{c^2 b^3 m^2 \lambda_{nm}^2} \sin^2\left(\frac{\pi n}{b} y_0\right) \int_{\omega_{nm}^{(kp)}}^{\infty} \frac{\gamma_{nm}^{-1}}{\varepsilon} \left| \sum_{k=-\infty}^{+\infty} a_{km} k \frac{\sin(\omega - k\Omega)\tau_0/2}{\omega - k\Omega} \right| \times \\ \times \frac{\sin \frac{TN}{4}(\omega - k\Omega)}{\sin \frac{T}{4}(\omega - k\Omega)} J_k\left(\frac{\pi m x_0}{a}\right) e^{-i(\omega - k\Omega)(N-1)T/4} \Big|_{\omega}^2 \omega d\omega,$$

где $\omega_{nm}^{(kp)}$ — критические частоты волновода для *TM* и *TE*-волн соответственно, для которых $\gamma_{nm} = 0$.

Спектр излучения заряда непрерывный, но в нем отсутствуют частоты, удовлетворяющие условию

$$(\omega_s - k\Omega) \frac{\tau_0}{2} = \pi s, \quad s = 1, 2, 3, \dots \quad (12)$$

Эффект многократного пересечения приводит к появлению характер-

ного множителя $\frac{\sin \frac{NT}{4}(\omega - k\Omega)}{\sin \frac{T}{4}(\omega - k\Omega)}$, возникающего и в спектре дифракционного излучения. При условии $(\omega_s - k\Omega) \frac{NT}{4} = \pi s$, $s = 1, 2, \dots$, $(N-1)$, $(N+1)$, $(N+2) \dots$ частоты ω_s в спектре излучения отсутствуют, а при $\frac{T}{4}(\omega_{sk} - k\Omega) = \pi s$; $k, s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ излучение

максимально. Интерес представляет случай $N \gg 1$, когда эти максимумы превращаются в резкие пики. Приведем выражения для высот этих пиков из произвольной p -ой ($p = |k + 2s|$) гармоники колебательного движения заряда:

$$\frac{\partial S_{nm}^{(TM)}}{\partial \omega} = \frac{4q^2 N^2}{ab^2 \lambda_{nm}^2 \varepsilon \Omega} \sin^2\left(\frac{\pi n}{b} y_0\right) \frac{\sqrt{\frac{p^2 \Omega^2}{c^2} \varepsilon - \lambda_{nm}^2}}{p} \times \\ \times \left| \sum_{s=-\infty}^{+\infty} (p - 2s) a_{p-2s, m} \cos((N-1)\pi s) \frac{\sin(s\Omega\tau_0)}{s} J_{p-2s}\left(\frac{\pi m x_0}{a}\right) \right|^2, \quad (13)$$

$$\frac{\partial S_{nm}^{(TE)}}{\partial \omega} = \frac{q^2 n^2 a \Omega \varepsilon_n \varepsilon_m N^2}{c^2 b^3 m^2 \lambda_{nm}^2} \sin^2 \left(\frac{\pi n}{b} y_0 \right) \frac{p}{\sqrt{\frac{p^2 \Omega^2}{c^2} \varepsilon - \lambda_{nm}^2}} \times \\ \times \left| \sum_{s=-\infty}^{+\infty} (p-2s) \alpha_{p-2s,m} \cos((N-1)\pi s) \frac{\sin(s\Omega\tau_0)}{s} J_{p-2s} \left(\frac{\pi m x_0}{a} \right) \right|^2.$$

Эффективная ширина оказывается обратно пропорциональной числу пересечений N и равна

$$\Delta \omega = \frac{2\Omega}{N}. \quad (14)$$

Если условие разрешимости этих пиков записать в виде $\Omega > \Delta \omega$, то оно с помощью (14) сводится к простому неравенству

$$N > 2. \quad (15)$$

Отметим, что высоты пиков пропорциональны квадрату числа пересечений частицей волновода.

Энергию излучения заряда в пике можно вычислить, как произведение высоты пика на его эффективную ширину.

На рисунке приведены графики зависимости высот пиков излучения заряда на модах TE_{10} и TE_{11} от номера p гармоники колебательного движения для следующих значений параметров задачи: $b=2a$,

$$\Omega = 80 \text{ ГГц}, \quad \varepsilon = 1, \quad a = 0,01 \text{ м}, \quad \frac{\pi x_0}{a} = 0,2; 0,4; 0,8.$$

Спектр излучения дискретный, причем величина интенсивности излучения на разных гармониках частоты колебательного движения заряда сильно зависит от выбора индексов n и m моды волны и отношения $\frac{x_0}{a}$. Так, при $\frac{\pi x_0}{a} = 2$, максимальное излучение на волне TE_{10} приходится на основную гармонику ($p=1$), а волна TE_{11} — на четвертую гармонику ($p=4$). Увеличение отношения $\frac{x_0}{a}$ приводит к уменьшению времени пролета зарядом волновода и, соответственно, центральной частота спектра излучения смещается в сторону высоких частот. Так, на моде TE_{11} при $\frac{\pi x_0}{a} = 4$; центральная частота спектра приходится на гармонику $\omega_{ц} = 6\Omega$, при $\frac{\pi x_0}{a} = 6$, $\omega_{ц} = 8\Omega$, а при $\frac{\pi x_0}{a} = 8$, $\omega_{ц} = 10\Omega$.

Если аргумент функции Бесселя мал, т. е.

$$\frac{\pi m x_0}{a} \ll 1, \quad (16)$$

то в (13) можно произвести замену

$$J_k\left(\frac{\pi m x_0}{a}\right) \approx \frac{1}{\Gamma(k+1)} \left(\frac{\pi m x_0}{a}\right)^k. \quad (17)$$

Как следует из (17) и (13), при выполнении условия (16) большая часть энергии излучения приходится на нечетные гармоники частоты Ω колебательного движения заряда, причем энергия излучения на TM модах на порядок величины $\alpha = \pi m x_0/a$ меньше, чем на TE моде.

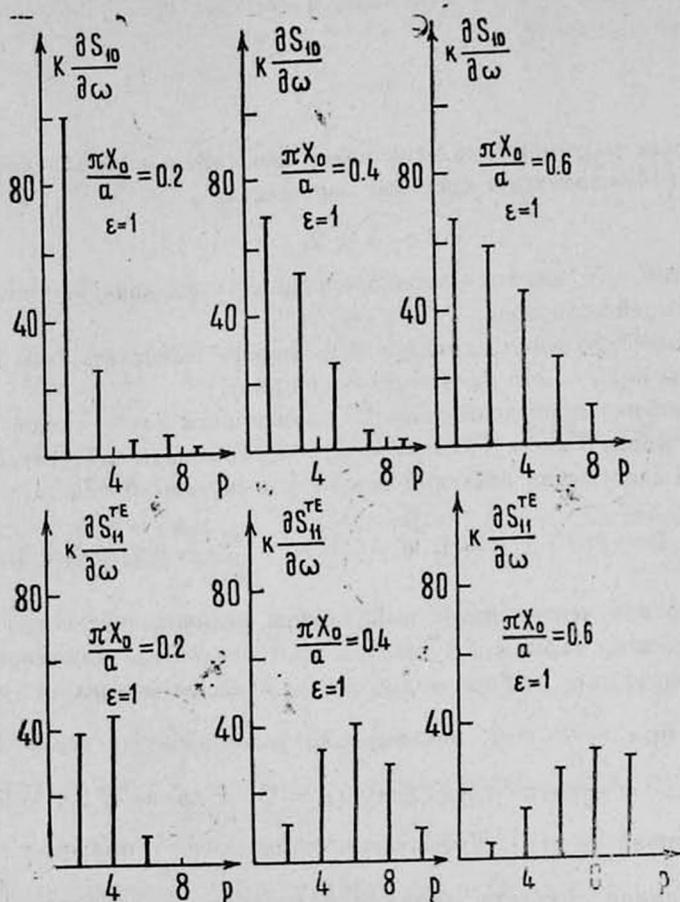


Рис. 1. Зависимость высот пиков излучения от номера гармоники колебательного движения заряда, на модах TE_{10} и TE_{11} . $b = 2a = 0,02$ м, $\Omega = 80$ ГГц, $\pi x_0/a = 0,2, 0,4, 0,8$, $\epsilon = 1$.

Подобный метод генерации может использоваться как мультипликатор колебаний частоты Ω в кратные частоты. В самом деле, можно выбрать такие параметры задачи, что низкие гармоники окажутся запредельными для волновода, или же будут удовлетворять условиям интерференционных минимумов. Вместе с тем, при больших p спектр излучения обрывается при значениях параметров задачи, когда аргумент бесселевских функций в (13) становится больше его порядка. Таким образом, эффективно излучаются гармоники, определяемые соотношением

$$\frac{c_{l, nm}}{\Omega} < k \leq \frac{\pi m x_0}{a}. \quad (18)$$

В случае, когда амплитуда колебаний заряда много больше размеров волновода

$$\frac{x_0}{a} \gg 1, \quad (19)$$

выражение $\omega_p = p\Omega$, для определения частоты пиков в спектре излучения, можно переписать в виде

$$\frac{p}{x_0} - \frac{\omega_p}{v} = 0, \quad (20)$$

где \bar{v} — в первом приближении совпадает со средней скоростью движения заряда в волноводе. Для гармоник, индексы которых удовлетворяют условиям

$$p = \frac{\pi m x_0}{a}, \quad \frac{\pi x_0}{a} = z, \quad z = 1, 2, 3, \dots, \quad (21)$$

условие распространения волн в волноводе записывается в виде

$$\frac{p^2}{x_0^2} (\bar{\beta}^2 \epsilon - 1) - \frac{\pi^2 n^2}{b^2} \geq 0,$$

откуда

$$\bar{\beta} > \sqrt{\epsilon^{-1} \left(1 + \frac{\pi^2 n^2 x_0^2}{b^2 p^2} \right)}. \quad (22)$$

Для выполнения (22) необходимо выполнение условия $\beta^2 \epsilon \geq 1$.

Таким образом, ситуация аналогична той, которая рассмотрена в [1], а (20) и (21) определяют спектр излучения Вавилова-Черенкова в волноводе. Из (22) можно определить ту минимальную среднюю скорость заряда, при которой возможно возникновение излучения Вавилова-Черенкова в волноводе на гармонике с индексом p .

ЛИТЕРАТУРА

1. Барсуков К. А., Газазян Э. Д., Лазиев Э. М. Изв. вузов, Радиофизика, 15, 191 (1972).
2. Барсуков К. А., Каликинская М. П. ЖТФ, 87, 602 (1967).
3. Каликинская М. П. Ученые записки МГПИ им. В. И. Ленина, М., № 312, 70 (1969).
4. Барсуков К. А. и др. Изв. вузов, Радиофизика, 30, 1337 (1987).

ԿԱՆՈՆԱՎՈՐ ԱԼԻՔՍԱՆՐԸ ՀԱՏՈՂ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԵԿԻ ՃԱՌԱԳԱՑՅՈՒՄԸ

Կ. Ա. ԲԱՐՍՈՒԿՈՎ, Է. Ա. ԲԵՂԼՈՑԱՆ, Է. Մ. ԼԱԶԻԵՎ, Ռ. Ի. ՄԱՐԱՅԱՆ

Գիտարկված է ներդաշնակ օրենքով շարժվող և ալիքատարը հատող լիցքավորված մասնիկի ճառագայթումը ալիքատարում: Ստացված են արտահայտություններ ճառագայթման դաշտերի և էներգիայի համար: Ճառագայթման սպեկտրի վերլուծության հիման վրա որոշված են օպտիմալ ճառագայթման պայմանները:

RADIATION FROM A CHARGED PARTICLE AT MULTIPLE INTERSECTIONS OF A REGULAR WAVEGUIDE

K. A. BARSUKOV, E. A. BEGLOYAN, E. M. LAZIEV,
R. I. MARABYAN

The radiation from a harmonically moving charged particle at its multiple intersections of waveguide walls is considered. Expressions for the radiation energy and fields are obtained. The analysis of the radiation spectrum and the conditions for maximum radiation is carried out.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 2, 62—66 (1989)

УДК 537.531.3;534.29

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯДА, ПРОЛЕТАЮЩЕГО НАД УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВОЛНОЙ

А. Р. МКРТЧЯН, Л. Ш. ГРИГОРЯН, А. А. СААРЯН, А. Г. МКРТЧЯН
Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

А. Н. ДИДЕНКО
Президиум АН СССР

(Поступила в редакцию 31 мая 1988 г.)

Рассчитана спектральная интенсивность излучения электрона с энергией $\sim 0,5$ МэВ, пролетающего над ультразвуковой волной возбужденной на поверхности раздела сред.

1. Излучение заряда, движущегося в неограниченной среде с диэлектрической проницаемостью ϵ , изменяющейся по гармоническому закону, исследовано в [1, 3, 4]. Случай пластины с возбужденными в ней ультра-

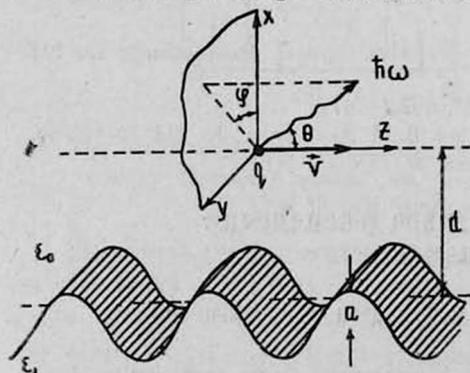


Рис. 1. Заряд, движущийся параллельно ультразвуковой волне, возбужденной на границе раздела сред.

звуковыми колебаниями ϵ изучен в [5]. Исследовано также излучение электрона, пролетающего над дифракционной решеткой (см., например, [6, 7]).

В данной работе рассмотрена задача о заряде q , движущемся параллельно ультразвуковой волне, возбужденной на границе раздела однород-

RADIATION FROM A CHARGED PARTICLE AT MULTIPLE INTERSECTIONS OF A REGULAR WAVEGUIDE

K. A. BARSUKOV, E. A. BEGLOYAN, E. M. LAZIEV,
R. I. MARABYAN

The radiation from harmonically moving charged particle at its multiple intersections of waveguide walls is considered. Expressions for the radiation energy and fields are obtained. The analysis of the radiation spectrum and the conditions for maximum radiation is carried out.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 2, 62—66 (1989)

УДК 537.531.3;534.29

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯДА, ПРОЛЕТАЮЩЕГО НАД УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВОЛНОЙ

А. Р. МКРТЧЯН, Л. Ш. ГРИГОРЯН, А. А. СААРЯН, А. Г. МКРТЧЯН
Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

А. Н. ДИДЕНКО
Президиум АН СССР

(Поступила в редакцию 31 мая 1988 г.)

Рассчитана спектральная интенсивность излучения электрона с энергией $\sim 0,5$ МэВ, пролетающего над ультразвуковой волной возбужденной на поверхности раздела сред.

1. Излучение заряда, движущегося в неограниченной среде с диэлектрической проницаемостью ϵ , изменяющейся по гармоническому закону, исследовано в [1, 3, 4]. Случай пластины с возбужденными в ней ультра-

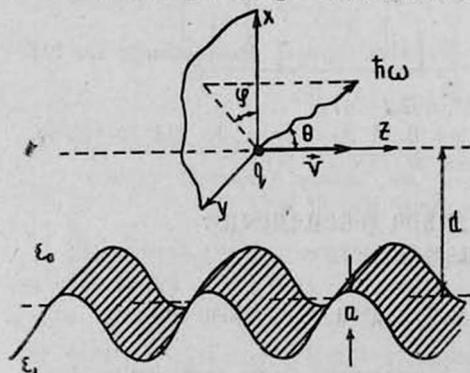


Рис. 1. Заряд, движущийся параллельно ультразвуковой волне, возбужденной на границе раздела сред.

звуковыми колебаниями ϵ изучен в [5]. Исследовано также излучение электрона, пролетающего над дифракционной решеткой (см., например, [6, 7]).

В данной работе рассмотрена задача о заряде q , движущемся параллельно ультразвуковой волне, возбужденной на границе раздела однород-

ных сред (рис. 1) с диэлектрическими проницаемостями ϵ_0 и ϵ_1 . Если ось z декартовой системы координат (x, y, z) совместить с траекторией частицы: $r(t) = (0, 0, vt)$, а ось y направить параллельно поверхности раздела, то координаты точек поверхности раздела $x_0(z, t)$, y , z можно записать в виде

$$x_0(z, t) = -d + a \sin(k_0 z - \omega_0 t + \psi_0), \quad (1)$$

где a , k_0 , ω_0 , ψ_0 — амплитуда, волновое число, циклическая частота и начальная фаза поверхностной волны, а d — расстояние частицы от границы раздела сред. Рассчитана интенсивность излучения равномерно движущегося заряда в непоглощающей среде c

$$\epsilon = \begin{cases} \epsilon_0, & \text{при } x > x_0 \\ \epsilon_1, & \text{при } x < x_0, \end{cases} \quad (2)$$

когда

$$\Delta = \left| \frac{\epsilon_1 - \epsilon_0}{\epsilon_0} \right| \ll 1.$$

Магнитная проницаемость $\mu = 1$.

2. Для элементарного акта излучения имеем:

$$E_q(p_1) \approx E_q(p_2) + \hbar\omega, \quad (3)$$

$$p_1 \approx p_2 + m\hbar k_0 p_z + \hbar k,$$

где p_1 и p_2 — импульсы заряда до и после излучения, $E_q(p_1)$ — его энергия, а $|k| \approx \omega \sqrt{\epsilon_0}/c$ — волновое число фотона. В (3) учтено, что переданный ультразвуковой волне импульс равен $m\hbar k_0 p_z$ (m — целое число). В интересующем нас случае релятивистской частицы $\approx (p_1 - p_2) v$, а

$$kv \approx \omega \frac{v}{c} \sqrt{\epsilon_0} \cos \theta,$$

поэтому из (3) находим

$$\cos \theta \approx \left(1 - \frac{mk_0 v}{\omega}\right) \frac{c}{v \sqrt{\epsilon_0}}. \quad (4)$$

Таким образом, в процессе m -го порядка фотон (заданной частоты ω) излучается под определенным углом θ (ω , m).

Спектрально-угловое распределение излучения можно вычислить с помощью теории возмущений по малому параметру Δ . Энергия, излученная в телесный угол $d\Omega$, в интервале частот $d\omega$, за все время движения заряда определяется формулой

$$dW = 4\pi^4 \frac{\omega^4}{c^3} \sqrt{\epsilon_0} \sum_k |e^\lambda [(\epsilon - \epsilon_0) E_0]_{k,\omega}|^2 d\omega d\Omega \quad (5)$$

(см. [8]), где e^λ — единичные ортонормированные векторы поляризации фотона ($\lambda = 1, 2$), E_0 — напряженность электрического поля заряда в однородной среде с $\epsilon = \epsilon_0$ [1—3], и, наконец,

$$[(\epsilon - \epsilon_0) E_0]_{k,\omega} = \frac{1}{(2\pi)^4} \int dr dt (\hat{\epsilon} - \hat{\epsilon}_0) E_0 e^{i(\omega t - kr)}. \quad (6)$$

В реальных условиях, когда ультразвуковая волна сосредоточена в конечной области размером l и $v \sim c$, можно считать $\omega_0 l/v \ll 2\pi$, поэтому в (1)

$$x_0(z, t) \approx x_0(z) = -d + a \sin(k_0 z + \psi), \quad (7)$$

где $\psi = -\omega_0 t_0 + \psi_0$, а t_0 — время, соответствующее влету частицы в область (2). Разумеется, l должно быть настолько большим, чтобы можно было пренебречь краевыми эффектами.

Подставив (2), (7) в (6), а затем в (5) и воспользовавшись разложением [9]

$$e^{i b \sin \tau} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(b) e^{i n \tau},$$

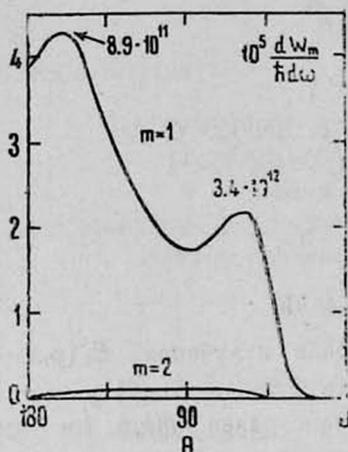


Рис. 2.

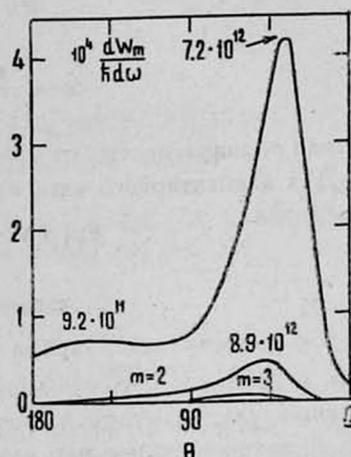


Рис. 3.

Рис. 2. Интенсивность излучения электрона в зависимости от полярного угла θ в процессе m -го порядка (см. (4)). $dW_m/n d\omega$ рассчитано на длине пути $l = \lambda_0/\Delta^2 \approx 10\lambda_0$. Энергия электрона $E_e = 0,62$ МэВ, его расстояние от поверхности раздела сред $d = 40$ мкм; $\sqrt{\epsilon_0} \approx 1,7$. Длина волны ультразвука $\lambda_0 = 100$ мкм, амплитуда — $a = 10$ мкм. Цифры на кривых — частота фотона $\omega/2\pi$.

Рис. 3. Те же кривые, что и на рис. 2 для другого значения прицельного параметра d : $E_e = 0,62$ МэВ, $d = 20$ мкм, $a = 10$ мкм.

где J_n — функция Бесселя целого порядка, после преобразований найдем спектрально-угловое распределение излучения в расчете на единицу пути

$$\frac{dW_m}{dz d\omega d\varphi} = \frac{1}{l} \int_0^\pi \frac{dW_m}{d\omega d\Omega} \sin \theta d\theta = \frac{q^2 \Delta^2 \omega}{8\pi c^2} |J_m(u)|^2 A e^{-2\frac{\omega}{v} z d} \quad (8)$$

для процесса (3) m -го порядка,

$$A = \frac{\sin^2 \varphi}{\sigma^2} + \frac{1}{1 - \alpha^2 \cos^2 \theta} \left[\cos^2 \theta \cos^2 \varphi + \frac{\sin^2 \theta}{\sigma^2} (1 - \alpha^2 - \alpha \cos \theta \sin^2 \varphi)^2 \right]$$

$$\sigma = \sqrt{1 - \alpha^2 (1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi)}, \quad u = \frac{\alpha \omega}{v} (\alpha \sin \theta \cos \varphi + i z),$$

φ и θ — азимутальный и полярный углы направления излучения ($\theta(\omega, m)$ определяется равенством (4)). При выводе (8) одна из δ -функций ($\delta(\omega)$) заменена на $l/2\pi v$ [1, 3]. Предполагалось также $d > a$ и, что излучение Вавилова-Черенкова отсутствует: $\alpha \equiv v\sqrt{\epsilon_0}/c < 1$. Случай

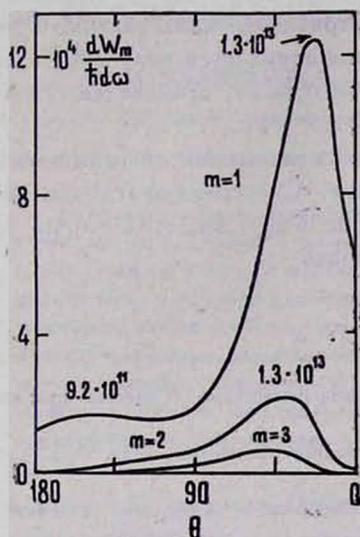


Рис. 4.

Рис. 4. Те же кривые, что и на рис. 3. Изменено значение амплитуды ультразвука: $E_e = 0,62$ МэВ, $d = 20$ мкм, $a = 15$ мкм.

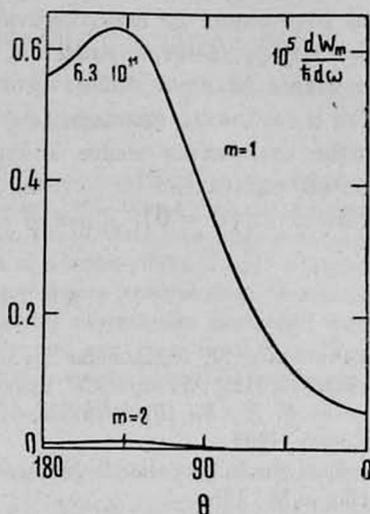


Рис. 5.

Рис. 5. Те же кривые, что и на рис. 2 при $E_e = 0,54$ МэВ, $d = 40$ мкм, $a = 10$ мкм.

$\alpha > 1$ будет рассмотрен в другой работе. Задача об излучении Вавилова-Черенкова в среде, описываемой (2) без ультразвука (в (1) $x_0 = -d$) решена, например, в [10].

3. Спектральная интенсивность излучения на m -й гармонике равна

$$\frac{dW_m}{d\omega} = \frac{q^2 \Delta^2 l \omega}{2\pi c^2} \int_0^{\pi/2} |J_m(u)|^2 A e^{-2\frac{m}{v} \sigma d} d\varphi.$$

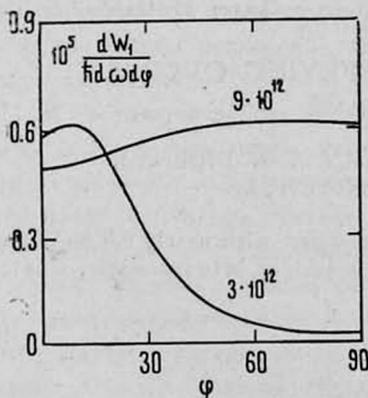


Рис. 6. Зависимость спектрально-углового распределения излучения электрона на частотах $\omega/2\pi \approx 9 \cdot 10^{11}$ и $3 \cdot 10^{12}$ Гц от φ . Порядок $m = 1$. Остальные параметры те же, что и на рис. 2.

На рис. 2—5 приведены ее значения для электрона с энергией $E_e = 0,62$ и $0,54$ МэВ, пролетающего на расстоянии $d = 20$ и 40 мкм от поверхностной

волны. Длина волны ультразвука $\lambda_0 = 100$ мкм фиксирована, амплитуда $a = 10$ и 15 мкм. Длина пути, пройденного электроном, условно принята равной $l = \lambda_0 / \Delta^2 \geq 10 \lambda_0$. Из представленных данных видно, что на относительно больших расстояниях ($d \geq 4a$) от поверхности раздела частица излучает в основном назад. Это связано с наличием множителя $\exp(-2\omega sd/v)$ в (8) и характерно для рассматриваемой нами задачи. С уменьшением расстояния до поверхностной волны появляется излучение в переднюю полусферу, быстро растет и, уже при $d \leq 2a$, становится основным. Растет также вклад гармоник с $m = 2, 3, \dots$

Как и следовало ожидать (см. (8)), с уменьшением энергии электрона излучение становится менее анизотропным. Спектрально-угловое распределение (8) приведено на рис. 6. Фотон, волновой вектор которого лежит в плоскости xz ($\varphi = 0$), линейно поляризован.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тер-Микаелян М. А. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1969.
2. Гарибян Г. М., Ян Ши. Рентгеновское переходное излучение, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1983.
3. Гинзбург В. А., Цытович В. Н. Переходное излучение и переходное рассеяние, Изд. Наука, М., 1984.
4. Базылев В. А., Жеваго Н. К. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях, Изд. Наука, М., 1987.
5. Мкртчян А. Р. и др. Препринт ИППФ АН АрмССР, Ереван, 1987.
6. Бологовский Б. М., Воскресенский Г. В. УФН, 94, 377 (1968).
7. Bachhetter J. P. J. de Physique, 31, 665 (1970).
8. Давыдов В. А. Изв. вузов. Радиофизика, 25, 1429 (1982).
9. Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям, Изд. Наука, М., 1979.
10. Бологовский Б. М. УФН, 75, 295 (1961).

ՌԻՏՐԱԶԱՅՆԱՅԻՆ ԱԼԻՔԻ ՎՐԱՅՈՎ ԱՆՑՆՈՂ ԼԻՑՔԻ ՃԱՌԱԳԱՅՔՈՒՄԸ

Ա. Ռ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Լ. Շ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Ա. Ն. ԴԻԴԵՆԿՈ,

Ա. Ա. ՍԱՀԱՐՅԱՆ, Ա. Զ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ

Հաշվված է երկու միջավայրերի բաժանման սահմանում գրգռված ուղարկվող լիցքի վրայով անցնող սեղյատիվիստիկ էլեկտրոնի ճառագայթման սպեկտրալ ինտենսիվությունը:

RADIATION FROM A CHARGE FLYING OVER AN ULTRASONIC WAVE

A. R. MKRTCHYAN, L. Sh. GRIGORYAN, A. N. DIDENKO,

A. A. SAHARYAN, A. G. MKRTCHYAN

The spectral intensity of radiation from an electron with nearly 0.5 MeV energy, flying over an ultrasonic wave excited at the boundary between media, is calculated.

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МЕТОДА РАЗЛОЖЕНИЯ ПО СТЕПЕНЯМ АМПЛИТУДЫ ПОЛЯ В НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Н. И. КАРБУШЕВ, Э. В. РОСТОМЯН, Г. Г. ЧИГЛАДЗЕ

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 5 октября 1988 г.)

Построена теория взаимодействия моноэнергетического электронного пучка малой плотности с холодной плазмой, основанная на разложении возмущений по степеням амплитуды поля. Рассматривается идеализированная система, в которой электроны пучка и плазмы связаны друг с другом некоторым коэффициентом, что позволяет учесть собственные колебания пучка. Полученные аналитические результаты качественно правильно отражают тенденцию развития неустойчивости при амплитуде поля плазменных колебаний порядка максимальной и вполне удовлетворительно согласуются с результатами, полученными численными методами.

1. Известно, что при взаимодействии пучков заряженных частиц с плазмой возникают неустойчивости [1, 2], в результате развития которых нарастает амплитуда колебаний электромагнитного поля, а электроны пучка теряют часть своей кинетической энергии. Из линейной теории, верной при малых амплитудах поля, следует экспоненциальное нарастание амплитуды возмущений. На нелинейной стадии, которая наступает с ростом амплитуды происходит захват частиц пучка полем волны и насыщение неустойчивости. Максимальное значение амплитуды поля определяется в рамках нелинейной теории. Наиболее полное нелинейное описание плазменно-пучковой неустойчивости возможно с помощью численного решения усредненных нелинейных уравнений [3, 4]. Вместе с тем, качественно правильная оценка максимальной амплитуды может быть получена и с помощью аналитических методов [5—8]. Одним из наиболее простых является метод разложения по степеням поля возмущений [9], известный под названием метода степенных рядов [10]. Этот метод хорошо работает в области малых амплитуд (слабонелинейной области) и дает качественно правильную тенденцию насыщения неустойчивости в области больших значений амплитуды поля.

В настоящей работе, на основе метода разложения по степеням амплитуды поля возмущений, исследуется нелинейное взаимодействие моноэнергетического электронного пучка малой плотности с холодной изотропной плазмой. Плазма считается линейной, а движение электронов пучка находится методом последовательных приближений, первым из которых является линейное. Таким образом, учитывается влияние высших гармоник возмущений скорости и плотности пучка на развитие неустойчивости. Оцениваются максимальная величина амплитуды поля и время ее достижения. Рассматривается модельная пространственно неограниченная система, в которой частицы плазмы и пучка связаны друг с другом некоторым

коэффициентом связи α ($0 < \alpha \leq 1$). Такое предположение позволяет учесть также поле высокочастотного пространственного заряда пучка, т. е. его собственные колебания, что весьма существенно в случае пространственно разделенных в поперечном сечении пучка и плазмы [11].

2. В одномерном случае поведение исследуемой системы описывается уравнениями [12]

$$\frac{d}{dt} V_i = \frac{e}{m} E^{(i)}, \quad \frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{d}{dz} (n_i v_i) = 0, \quad E^{(p,b)} = E_{p,b} + \alpha E_{b,p} \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} E_b + 4\pi e (n_b v_b - n_{b0} u) = 0, \quad \frac{\partial}{\partial t} E_p + 4\pi e n_p v_p = 0,$$

где индекс $i = p, b$ относится к плазме и пучку соответственно, n и v — плотность и скорость электронов, E — электрическое поле, t и z — время и координата в направлении распространения пучка, n_{b0} и u — равновесные значения плотности и скорости электронов пучка.

Будем искать решение системы (1) в виде

$$X = X_1 + X_2 + X_3 + \dots, \quad (2)$$

где X_1 представляет собой линейное приближение, $X_n \sim X_1^n$. Поступая аналогично работе [12], с точностью до третьего приближения можно представить в следующем виде полное поле плазменных колебаний с волновым вектором k на временах $t > \delta^{-1} = (\text{Im } \omega)^{-1}$ (δ — инкремент нарастания неустойчивости, ω — комплексная частота):

$$E_p(t) = E_{p10} e^{\delta t} (1 - E_{p10}^2 \text{Re } \beta_p e^{2\delta t}) \cos \varphi - \text{Im } \beta_p E_{p10}^3 e^{3\delta t} \sin \varphi, \quad (3)$$

$$\beta_p = \frac{\alpha^4 \omega_p \omega_k k^2 e^2}{32 m^2 \delta (\delta - i\omega_k)^2 + \omega_b^2} \left[8 i \omega_b' \omega_k \frac{i\omega_k - 2\delta}{4\delta^2 + \omega_b^2} - 3\omega_b^2 \frac{\delta^2 + 6i\delta\omega_k + 3\omega_k^2}{4(\delta - i\omega_k)^2 + \omega_b^2} + \right. \\ \left. - (7\delta^2 + 10 i\delta\omega_k + 5\omega_k^2) \right] \{ \alpha^2 \omega_p \omega_b^2 (2\delta - i\omega_k) - \\ - i[(3\delta - i\omega_k)^2 + \omega_b^2][(\delta - i\omega_k)^2 + \omega_b^2] \}^{-1}, \quad (4)$$

$$\varphi = \bar{\omega} t - kz, \quad \bar{\omega} = \text{Re } \omega, \quad \omega_k = \bar{\omega} - ku, \quad \omega_{p,b}^2 = 4\pi n_{p,b0} e^2/m,$$

где величина E_{p10} определяется амплитудой E_0 электрического поля плазменных колебаний при $t = 0$. В отсутствие предварительной модуляции пучка по плотности и скорости и в условиях сильной связи пучка с плазмой

$$\alpha^2 \gg 2\omega_b/\omega_p \quad (5)$$

имеем при максимальном инкременте неустойчивости $E_{p10} = E_0/3$. В противоположном (5) пределе (слабая связь) имеем $E_{p10} = E_0/2$.

Максимальные значения инкрементов определяются выражениями для комплексной частоты (12)

$$\omega = \bar{\omega} + i\delta + \begin{cases} \omega_p + 2^{-1}(-1 + i\sqrt{3}) \left(\frac{\alpha^2}{2} \omega_p \omega_b^2 \right)^{1/3}, & \alpha^2 \gg 2\omega_b/\omega_p, \\ \omega_p + i(\alpha/2)(\omega_b \omega_p)^{1/2}, & \alpha^2 \ll 2\omega_b/\omega_p. \end{cases} \quad (6)$$

и достигаются при $k = \omega_p/u$ и $k = (\omega_p + \omega_b)/u$ соответственно.

3. Из формулы (3) в линейном приближении следует экспоненциальное нарастание амплитуды поля плазменных колебаний во времени. При дальнейшем развитии неустойчивости влияние нелинейных членов становится существенным, а закон изменения амплитуды поля $E_{p0}(t)$ оказывается иным. С точностью до третьего приближения амплитуду поля определяет первое слагаемое в (3), пропорциональное косинусу, а слагаемое, пропорциональное синусу определяет сдвиг фазы, его влияние на амплитуду начинает сказываться в следующем, пятом приближении. Согласно (3) зависимость амплитуды поля плазменных колебаний от времени имеет максимум, равный

$$E_{p1\max} = 2/3 \sqrt{3 \operatorname{Re} \beta_p} \quad (7)$$

и достигаемый в момент времени

$$t_{\max} = -\frac{1}{2\delta} \ln(3E_{p10}^2 \operatorname{Re} \beta_p). \quad (8)$$

При этом максимальная доля кинетической энергии пучка, переходящая в энергию плазменных колебаний равна

$$\eta_{\max} = E_{p0\max}^2 / 4\pi n_{b0} m u^2 = (27 \pi m u^2 n_{b0} \operatorname{Re} \beta_p)^{-1}. \quad (9)$$

Последний член в первых квадратных скобках в (4) обусловлен второй гармоникой нелинейного движения электронов пучка в поле плазменных колебаний с волновым вектором k , а второе и первое слагаемые учитывают вклад второй и нулевой гармоник поля пучка соответственно. Вторая гармоника поля пучка с волновым вектором $2k$ возникает вследствие его нелинейной модуляции в процессе развития неустойчивости. Однородное же в пространстве электрическое поле (нулевая гармоника) носит индукционный характер и возникает в ответ на изменение средней по координате плотности тока пучка. Это индукционное поле полностью аналогично исследованному в работах [12—14].

В приближении сильной связи пучка с плазмой (5) учет в (4) слагаемых, обусловленных второй и нулевой гармоникой поля пучка, оказывается несущественным, поскольку $\delta \sim \omega_k \gg \omega_b$, а сама величина β_p в случае максимального инкремента равна

$$\beta_p = \frac{13}{576 \pi n_{b0} m u^2} \left(\frac{\alpha^2 n_b}{2 n_p} \right)^{-1/3} \left(1 - i \frac{5 \sqrt{3}}{13} \right). \quad (10)$$

При этом в соответствии с формулой (9) имеем $\eta_{\max} \sim (\alpha^2 n_b / 2 n_p)^{1/3}$. В противоположном (5) пределе влияние гармоник поля пучка становится весьма существенным т.к. $\delta \ll \omega_b \sim \omega_k$, а величина β_p для максимального инкремента равна

$$\beta_p = (64 \pi n_{b0} m u^2)^{-1} \sqrt{n_p / n_b}. \quad (11)$$

При этом $\eta_{\max} \sim \sqrt{n_p / n_b}$. Здесь же отметим, что пренебрежение вкладом нулевой гармоникой поля пучка в (4) дает вместо (11) величину

$$\beta_p = \frac{\sqrt{n_p / n_b}}{64 \pi n_{b0} m u^2} \left[1 - i \frac{2}{\alpha} \left(\frac{n_b}{n_p} \right)^{1/4} \right], \quad (12)$$

причем $\text{Im} \beta_p \gg \text{Re} \beta_p$. Если, кроме того, пренебречь еще и вкладом второй гармоники поля пучка, то получаем чисто мнимую величину

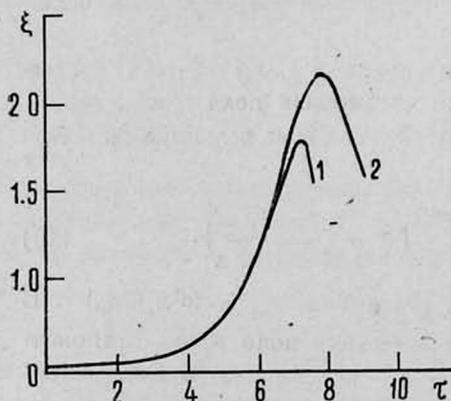
$$\beta_p = - (\delta i / 256 \pi n_{p0} m u^2 \gamma) (n_p / \gamma_0)^{1/4} \quad (13)$$

и, при этом, амплитуда поля плазменных колебаний не имеет максимума с точностью до третьего порядка.

4. Формула (3) получена в предположении, когда на временах $t > \delta^{-1}$ еще имеется некоторый интервал времени, в котором остается справедливым линейное приближение. Это возможно при $E_0 \ll E_{p0 \text{ max}}$ и только в этом случае в некотором интервале времени возмущения нарастают экспоненциально. В противном случае необходимо решать строгую начальную задачу.

Использованный при решении системы уравнений (1) метод последовательных приближений предполагает выполнение условий типа $|X_n| \ll |X_1|$, $n > 1$. Отсюда следует, что полученное решение может быть справедливым лишь в условиях $E_{p0}(t) \ll E_{p0 \text{ max}}$, когда амплитуда поля плазменных колебаний мала по сравнению с максимальной. Поэтому соотношения (7)–(9) следует воспринимать как оценочные, хотя формула (3) является вполне работоспособной в области амплитуд поля плазменных колебаний, малых по сравнению с максимальной, т. е. в слабонелинейном приближении, и правильно характеризует тенденцию к насыщению развития неустойчивости. Отметим, что гидродинамические уравнения движения (1) справедливы также лишь при $E_{p0}(t) \ll E_{p0 \text{ max}}$. При достижении максимума амплитуды поля плазменных колебаний происходит захват электронов пучка и их движение становится многопоточковым [4].

Представляет интерес сравнение формулы (3) с результатами численного решения усредненных нелинейных уравнений в условиях сильной связи (5) [3, 4]. Кривые зависимостей $E_{p0}(t)$, полученные численными методами и из аналитической формулы (3) весьма близки друг к другу



Зависимость амплитуды поля плазменной волны от времени: 1 — кривая, полученная из приближенной формулы (3); 2 — результат численного расчета нелинейных уравнений [3, 4].

Безразмерные величины:

$$\xi = \frac{e E_{p0}}{\sqrt{2} m \omega_p u} \left(\frac{2 n_{p0}}{n_{b0}} \right)^{2/3};$$

$$\tau = \omega_p t \left(\frac{n_{b0}}{2 n_{p0}} \right)^{1/3}.$$

практически во всем интервале времени $0 < t < t_{\text{max}}$. Численное максимальное значение амплитуды поля плазменных колебаний превосходит максимум (7) в 1,3 раза, а соответствующий достижению этого максимума момент времени, полученный при численном счете, превышает значение (8) в 1,1 раза (см. рис.). Максимальные доли кинетической энергии, теряемой электронами пучка, отличаются в 1,7 раза. Таким образом, можно

сделать вывод, что фактически формулой (3) с неплохой точностью допустимо пользоваться практически во всем интервале времен $0 < t < t_{\max}$, т. е. вплоть до достижения максимума амплитуды поля плазменных колебаний.

При получении формулы (3) мы ограничились третьим приближением. Процесс получения следующих приближений может быть продолжен для уточнения решения. Более того, нельзя ограничиваться третьим приближением при нахождении максимума амплитуды поля плазменных колебаний в условиях слабой связи, противоположных (5), если по какой-либо причине нулевая гармоника не проявляется во взаимодействии. В таком случае область применимости формулы (3) ограничивается неравенством

$$E_p(t) \ll E_{p0 \max} \sqrt{\frac{\omega_p}{2} \left(\frac{\omega_p}{\omega_b}\right)^{1/2}} \ll E_{p0 \max}, \quad (14)$$

где $E_{p0 \max}$ определено в (7) при значении β_p из (12). При этом насыщение развития плазменно-пучковой неустойчивости может быть получено только в следующем, пятом приближении. Однако нахождение более высоких степеней связано с громоздкими расчетами.

Наряду с предложенным возможно использование метода последовательных приближений при решении системы уравнений (1) и в другом виде. Например, близкие результаты дает подход, в котором решение вместо суммы (2) представляется следующим образом:

$$X = \operatorname{Re} \left\{ X_0 \exp \left[-i\omega t + ikz + \sum_{n=1}^{\infty} \varphi_n(t) \right] \right\} + \sum_{n=1}^{\infty} X_{2n}, \quad (15)$$

где

$$\varphi_n(t) \sim X_{2n} \sim X_0^{2^n}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахиезер А. И., Файберг Я. В. ДАН СССР, 69, 555 (1949).
2. Vicht D., Gross E. Phys. Rev., 75, 1851 (1949).
3. Онищенко и др. Письма в ЖЭТФ, 12, 407 (1970).
4. Matsiborko N. G. et. al. Plasma Phys., 14, 591 (1972).
5. Ковтун Р. И., Рухадзе А. А. ЖЭТФ, 58, 1709 (1970).
6. Долженко и др. Физика плазмы, 1, 293 (1975).
7. Кузелев М. В., Рухадзе А. А. Физика плазмы, с. 792 (1980).
8. Гришин В. К., Шапошникова Е. Н. ЖТФ, 52, 1106 (1982).
9. Шапиро В. Д. ЖЭТФ, 44, 613 (1963).
10. Шевчик В. Н., Трубецков Д. И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ, Изд. Сов. радио, М., 1970.
11. Игнатов А. М., Карбушев Н. И., Рухадзе А. А. Краткие сообщ. по физике, 1982, № 5, с. 21.
12. Карбушев Н. И., Ростомян Э. В., Чигладзе Г. Г. Изв. АН АрмССР, Физика, 23, 338 (1988).
13. Владыко В. Б., Рудяк Ю. В., Рухлин В. Г. ЖТФ, 55, 1863 (1985).
14. Веденин П. В., Карбушев Н. И., Рухлин В. Г. Письма в ЖТФ, 11, 220 (1985).

ՊԼԱԶՄԱՅԻ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՓՆՁԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՈՋ ԳՄԱՅԻՆ
ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ԿԱՌՈՒՑՈՒՄԸ ԴԱՇՏԻ ԱՄՊԼԻՏՈՒԴԱՅԻ ՇԱՐՔԻ
ՎԵՐԼՈՒԾՄԱՆ ԵՂԱՆԱԿՈՎ

Ե. Ի. ԿԱՌՐՈՒՇԵՎ, Է. Վ. ՌՈՍՏՈՄՅԱՆ, Գ. Գ. ՉԻԳԼԱԶԵ

Կառուցված է նոր մոնոէներգետիկ էլեկտրոնային փնջի և սառը պլազմայի փոխազդեցության մոդելի անալիտիկ խոտորմաների տեսություն՝ դաշտի ամպլիտուդայի շարքի վեր-

լուման եղանակով: Դիտարկված է իրենալիզացված համակարգ, որում պլազմայի և փնջի էլեկտրոնները կապված են որոշակի գործակցով: Այդպիսի դիտարկումը հնարավորություն է տալիս հաշվի առնել փնջի սեփական տատանումները: Ստացված անալիտիկ արդյունքները որակապես ճիշտ են նկարագրում անկայունության զարգացման ընթացքը, երբ դաշտի ամպլիտուդան մեծագույն ամպլիտուդայի կարգի է, և լավ համընկնում են իվային մեթոդներով ստացված արդյունքների հետ:

ON THE POWER EXPANSION IN FIELD AMPLITUDES IN NONLINEAR BEAM-PLASMA INTERACTION THEORY

N. I. KARBUSHEV, E. V. ROSTOMYAN, G. G. CHIGLADZE

Based on the power expansion of perturbations in field amplitudes, a theory of interaction of monoenergetic low-density electron beam with cold plasma is constructed. In the idealized system under consideration the beam and plasma electrons are coupled by a coefficient that allows one to take into account the proper oscillations of the beam. The obtained analytical results properly describe the beam-plasma instability development and well agree with results of numerical calculations.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 2, 72—78 (1989)

УДК 548.0:532.783

ВЛИЯНИЕ СТАТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ НА СТРУКТУРУ ЛИОТРОПНОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

А. А. ШАГИНЯН, Г. Г. БАДАЛЯН, М. Х. МИНАСЯНЦ

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 15 февраля 1988 г.)

Рентгенографическим методом исследовано влияние статических электрических полей на структуру ламеллярной фазы лиотропного жидкого кристалла трех типов: с электронейтральными доменами; с доменами, обладающими остаточным дипольным моментом; с заряженными доменами. Установлено, что под влиянием поля в первом случае меняется только упаковка молекул внутри домена, во втором случае имеет место пространственная переориентация доменов, а в третьем случае происходит накопление и ориентация заряженных доменов на соответствующем электроде.

Влияние электрических полей на структуру термотропных жидких кристаллов интенсивно исследуется [1—3], чего нельзя сказать о лиотропных жидких кристаллах (ЛЖК). Имеющиеся малочисленные данные [4, 5] относятся главным образом к переменным полям и не дают непосредственной информации о структуре ЛЖК.

Отсутствие данных по влиянию статических электрических полей на ЛЖК, главным образом, обусловлено гидрадинамическими эффектами, возникающими при этом в жидком кристалле. По этой причине, во избежание возникновения гидродинамических эффектов, в настоящей работе исследовано влияние слабых электрических полей на структуру ЛЖК.

լուման եղանակով: Դիտարկված է իրենալիզացված համակարգ, որում պլազմայի և փնջի էլեկտրոնները կապված են որոշակի գործակցով: Այդպիսի դիտարկումը հնարավորություն է տալիս հաշվի առնել փնջի սեփական տատանումները: Ստացված անալիտիկ արդյունքները որակապես ճիշտ են նկարագրում անկայունության զարգացման ընթացքը, երբ դաշտի ամպլիտուդան մեծագույն ամպլիտուդայի կարգի է, և լավ համընկնում են իվային մեթոդներով ստացված արդյունքների հետ:

ON THE POWER EXPANSION IN FIELD AMPLITUDES IN NONLINEAR BEAM-PLASMA INTERACTION THEORY

N. I. KARBUSHEV, E. V. ROSTOMYAN, G. G. CHIGLADZE

Based on the power expansion of perturbations in field amplitudes, a theory of interaction of monoenergetic low-density electron beam with cold plasma is constructed. In the idealized system under consideration the beam and plasma electrons are coupled by a coefficient that allows one to take into account the proper oscillations of the beam. The obtained analytical results properly describe the beam-plasma instability development and well agree with results of numerical calculations.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 2, 72—78 (1989)

УДК 548.0:532.783

ВЛИЯНИЕ СТАТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ НА СТРУКТУРУ ЛИОТРОПНОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

А. А. ШАГИНЯН, Г. Г. БАДАЛЯН, М. Х. МИНАСЯНЦ

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 15 февраля 1988 г.)

Рентгенографическим методом исследовано влияние статических электрических полей на структуру ламеллярной фазы лиотропного жидкого кристалла трех типов: с электронейтральными доменами; с доменами, обладающими остаточным дипольным моментом; с заряженными доменами. Установлено, что под влиянием поля в первом случае меняется только упаковка молекул внутри домена, во втором случае имеет место пространственная переориентация доменов, а в третьем случае происходит накопление и ориентация заряженных доменов на соответствующем электроде.

Влияние электрических полей на структуру термотропных жидких кристаллов интенсивно исследуется [1—3], чего нельзя сказать о лиотропных жидких кристаллах (ЛЖК). Имеющиеся малочисленные данные [4, 5] относятся главным образом к переменным полям и не дают непосредственной информации о структуре ЛЖК.

Отсутствие данных по влиянию статических электрических полей на ЛЖК, главным образом, обусловлено гидрадинамическими эффектами, возникающими при этом в жидком кристалле. По этой причине, во избежание возникновения гидродинамических эффектов, в настоящей работе исследовано влияние слабых электрических полей на структуру ЛЖК.

Исходя из характера используемого мезогенного вещества (дипольного или ионного), можно рассматривать следующие возможные механизмы влияния статического электрического поля на структуру ЛЖК: а) если молекулы мезогенного вещества имеют дипольные группы, то под влиянием поля, вероятно, должны иметь место — ориентация доменов в целом и изменение ориентации отдельных молекул внутри домена; б) если молекулы имеют ионные группы, то ориентация доменов может произойти за счет перемещения заряженных доменов в электрическом поле.

Можно полагать, что для дипольного мезогенного вещества ориентация доменов в электрическом поле возможна только в том случае, если домены обладают результирующим дипольным моментом. В том случае, если домены имеют высокую симметрию, их результирующий дипольный момент должен иметь величину, близкую к нулю, и в этом случае ориентация доменов в статическом электрическом поле невозможна. При этом можно ожидать ориентирующее влияние поля только на диполи отдельных молекул внутри домена.

В настоящей работе не учитывается возможность возникновения в молекулах индуцированных диполей, так как приложенные напряжения недостаточно высоки для этого.

В случае ионного мезогена ориентация доменов должна быть связана с обратным ионным током. При этом: а) двигающиеся в поле ионы должны ориентировать в направлении поля домены, расположенные приблизительно вдоль поля [4]; б) движущиеся в поле ионы могут быть задержаны со стороны противоположно заряженных ламелл, что, вероятно, станет причиной возникновения сил электрострикции, которые могут вызвать ориентацию ламелл, а следовательно и доменов по направлению поля; в) наличие направленного движения противоионов приведет к зарядению ламелл (и доменов) и их ориентации на соответствующем электроде.

Вышеуказанные возможные механизмы ориентации ЛЖК в статическом электрическом поле были исследованы нами экспериментально.

В качестве дипольного мезогена был использован лецитин. Как известно, в системе лецитин-вода при нейтральных рН образуется ламеллярная фаза [6], которая стабилизирована как диполь-дипольными и вандерваальсовыми взаимодействиями молекул, так и взаимодействием ламелл с окружающей водной фазой.

В качестве ионного мезогенного вещества были использованы додецилсульфат натрия (ДДСН) и пентадецилсульфонат натрия (ПДСН).

Эксперименты проводились следующим образом. Жидкокристаллическая смесь основного вещества с водой вводилась в стеклянный капилляр с электродами на концах и снимались рентгенограммы в зависимости от напряженности и направления электрического поля. Во избежание контакта ЛЖК с металлическими электродами, последние покрывались тонким слоем эпоксидной смолы. Рентгенограммы снимались на рентгеновском аппарате с вращающимся анодом АРТВА-5 с Cu K_α -излучением, с использованием камеры РКСО-2, переделанной для малоугловых исследований. Время экспозиции 2 часа.

Экспериментальные результаты и их обсуждение. В качестве ЛЖК с дипольным мезогеном изучалась система лецитин-вода в ламеллярной фа-

зе (использовался лецитин бактериального происхождения Харьковского завода бактерицидных препаратов). В качестве ЛЖК с ионным мезогеном изучались системы додецилсульфат натрия—вода и пентадецилсульфонат натрия—вода. ДДСН производства фирмы Сигма, ПДСН—фирмы ВЕБ-Леуна (ГДР).

Эксперименты проводились для следующих трех случаев:

1. ЛЖК с электронейтральными доменами. Изучалась система лецитин-вода (концентрация 70—80%) при отсутствии третьего компонента. В этом случае дипольные моменты молекул лецитина располагаются на поверхности ламеллы таким образом, что происходит их практически полная взаимная компенсация [7].

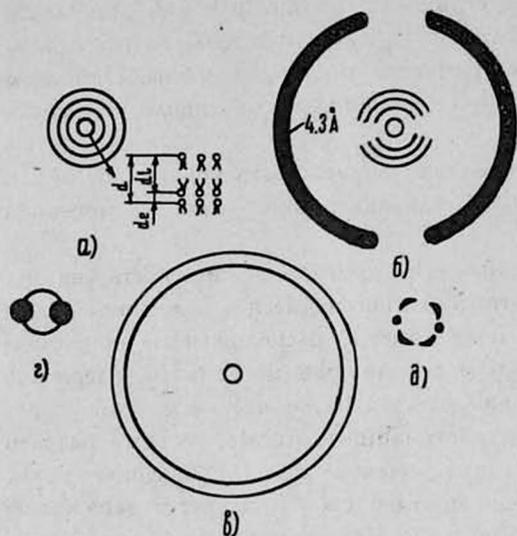


Рис. 1.

Рис. 1. Схема рентгенограмм системы лецитин-вода в отсутствие (а) и в присутствии статического электрического поля напряженности: 60 В/см — (б); 150 В/см — в); системы лецитин-*L*-вал-вода в отсутствие поля — (г) и при напряжениях выше 6 В/см — (д).

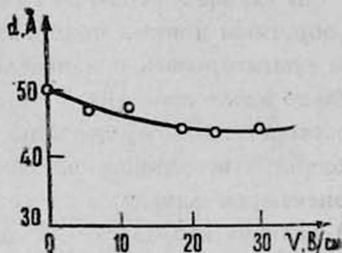


Рис. 2.

Рис. 2. Влияние напряжения электрического поля на межплоскостное расстояние малоуглового рефлекса системы лецитин-вода и на угол наклона доменов, ориентированных на стенках капилляра, к направлению поля для системы лецитин-*L*-вал-вода.

Из рентгенограмм (рис. 1) видно, что под воздействием статического электрического поля переориентация доменов не происходит. Начиная с напряжения 60 в/см имеет место изменение внутривламеллярной структуры в доменах. Происходит пространственная переориентация дипольных головок молекул лецитина на поверхности ламеллы.

На рис. 2 представлено влияние напряжения поля на межплоскостное расстояние (d) малоуглового рефлекса ламеллярной фазы. Как видно из рисунка, под влиянием поля происходит уменьшение d , представляющего из себя сумму собственной толщины ламеллы (d_L) и межламеллярного водного прослоя (d_B): $d = d_L + d_B$ (см. рис. 1).

С другой стороны известно [8], что уменьшение d возможно лишь при увеличении степени упорядоченности ламелл. И действительно, уменьшение d (при увеличении напряжения поля) сопровождается появлением на рентгенограммах окружностей под большими углами (рис. 1б, в), свидетельствующими о возникновении внутраламеллярной кристаллической структуры. При этом, отсутствие диффузного гало, в отсутствие поля, свидетельствует о жидкой структуре ламелл (рис. 1а); его возникновение при 60 В/см на 4,3 А (рис. 1б) говорит о некоторой упорядоченности углеводородных цепочек молекул в ламелле; превращение гало в окружность при 150 В/см (рис. 1в), интенсивность которой в направлении поля несколько меньше, чем в других направлениях, свидетельствует о том, что внутренняя структура ламелл, расположенных приблизительно поперек поля, становится кристаллической. При этом, ориентирующее влияние поля на структуру ламелл наблюдается только для доменов, расположенных поперек направления поля под углом 60° . Превращение диффузного гало в окружность, по мере увеличения напряжения поля, сопровождается исчезновением отражений сначала 4-го, затем 3-го и, наконец, 2-го порядка (сравните рис. 1а, б и в). Причиной этого может стать эффект экранировки, возникающий при упорядочении углеводородных радикалов молекул в ламелле, если на углеводородных цепях происходит брэгговская дифракция рентгеновских лучей под большими углами.

Таким образом, в случае ЛЖК с дипольным веществом с электронейтральными доменами, под влиянием статического электрического поля пространственная переориентация доменов не происходит, однако при этом имеет место изменение внутренней структуры ламеллы. В этом случае при помощи напряжения электрического поля можно направленно менять структуру ламелл ЛЖК из хаотического в упорядоченное.

2. ЛЖК с доменами, имеющими результирующий дипольный момент. Для получения ЛЖК указанного типа на поверхности ламелл в жидкокристаллической системе лецитин-вода (концентрация 70—80%) было адсорбировано некоторое количество дипольных молекул другого типа. В данном случае в качестве такого вещества была использована аминокислота *L*-Вал. Молярное отношение лецитина к *L*-Вал поддерживалось постоянным, равным 8,5.

При адсорбции *L*-Вал на поверхность ламеллы должно иметь место нарушение взаимокompенсирующего взаимодействия дипольных фрагментов молекул лецитина, что приведет к возникновению результирующего дипольного момента у ламелл, а следовательно у домена в целом.

Рентгенограммы, полученные для этой системы при разных напряжениях электрического поля, приведены на рис. 1г и 1д. Как легко видеть эти рентгенограммы отличаются от предыдущих. На рентгенограмме 1г отсутствует гало — 4,3 А, свидетельствующее о том, что углеводородные цепочки молекул в ламеллах находятся в жидком состоянии независимо от поля. Уже при слабых электрических полях, начиная с напряжения ~ 6 В/см, имеет место пространственная переориентация доменов (рис. 1д), что выражается в расщеплении окружности малоуглового рефлекса на 6 пятен. Наблюдаемому эффекту значительно способствует наличие предварительной спонтанной ориентации доменов на стенках капилляра. Вероятно, это

обусловлено тем, что у доменов, ориентированных на стенках капилляра дипольные моменты должны быть больше, чем у доменов, хаотически движущихся в объеме системы. Исходя из этих соображений можно полагать, что большую чувствительность к электрическому полю должны проявлять домены, ориентированные на стенках капилляра. И действительно, из рентгенограммы (рис. 1д) видно, что под действием поля значительно больше смещаются те рефлексы, которые характеризуют домены, ориентированные на стенках капилляра.

Зависимость угла ориентации доменов на стенках капилляра от напряжения поля представлена на рис. 2. Угол ориентации доменов в зависимости от напряжения поля выражается в следующих величинах: 9° при

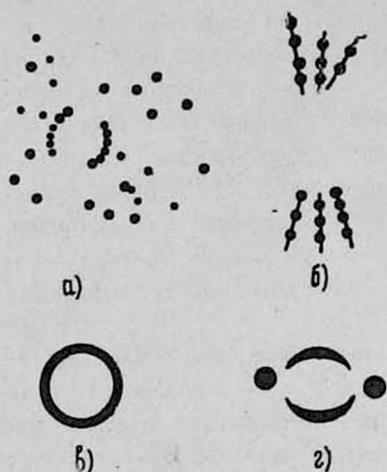


Рис. 3. Схема рентгенограммы системы додецилсульфат натрия (ДДСН) — вода в отсутствие (а) и в присутствии электрического поля напряженности 24 В/см (б); пентадецилсульфоната натрия (ПДСП) — вода в отсутствие (в) и в присутствии электрического поля напряженности 24 В/см (г).

12 В/см; 12° — 18° В/см; 24° — 30° В/см, далее имеет место насыщение кривой и дальнейшее увеличение напряжения поля уже не влияет на угол ориентации доменов. Величина угла ориентации доменов не зависит от направления поля, что может иметь место либо при вращении доменов на 180° , либо же при наличии у доменов симметрии второго порядка.

Интересно отметить, что как в случае электронейтральных, так и дипольных доменов, при отключении электрического поля система значительное время сохраняет остаточную ориентацию. Однако при этом, величина остаточной ориентации значительно меньше наблюдаемого максимального значения.

3. ЛЖК с заряженными доменами. В качестве ЛЖК такого типа изучались системы ДДСН-вода и ПДСН-вода.

Для системы ДДСН-вода (концентрация 60%) как в присутствии, так и в отсутствие электрического поля характерна кристаллическая структура ламелл, что на рентгенограммах выражается наличием рефлексов под большими углами (рис. 3а, б).

Под влиянием электрического поля, начиная с напряжения 12 В/см, имеет место изменение дифракционных картин, свидетельствующее о наличии эффекта переориентации доменов в поле. Точечные рефлексы, хаотично расположенные на рентгенограмме в отсутствие поля, в присутствии поля располагаются вдоль прямых линий, направленных по полю. Все это

сопровождается разделением фаз—в капилляре у анода накапливается ДДСН, а у катода—вода, свидетельствующем о том, что в данном случае ориентирующим фактором является движение отрицательно заряженных доменов и диссоциированных от них ионов Na^+ в электрическом поле.

Влияние электрического поля на структуру системы ПДСН-вода (концентрация 60%), в отличие от системы ДДСН-вода, выражается в изменении формы малоуглового рефлекса (рис. 3в, г). Отсутствие рефлексов под большими углами свидетельствует об отсутствии внутриламеллярной упорядоченности.

При напряжении выше 12 В/см, окружность (под малым углом) в направлении поля превращается в два симметрично расположенных точечных рефлекса с межплоскостными расстояниями меньшими, чем у окружности в отсутствие поля. Угол смещения точечных рефлексов от горизонтально-го направления равняется $\sim 45^\circ$, что свидетельствует о том, что под воздействием поля подвергаются ориентации в основном те домены, которые расположены в пределах $\sim 45^\circ$ к направлению поля.

Под влиянием электрического поля имеет место также уменьшение количества воды внутри отдельных доменов, что, вероятно, связано с накоплением гидратированных ионов Na^+ у катода. И действительно, процесс сопровождается накоплением воды у катода.

Таким образом, в жидкокристаллической системе ПДСН-вода процесс переориентации доменов в статическом электрическом поле, также как и в системе ДДСН-вода, связан с накоплением и ориентацией доменов у анода. При этом, из-за имеющей в этом случае место дегидратации доменов, нарушается равновесие внутри доменов, что и приводит к наблюдаемому в эксперименте уменьшению толщины ламелл, межламеллярного водного прослоя, а следовательно межплоскостного расстояния малоугловых рефлексов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чистяков И. Г., Сушин И. В. Ученые записки Ив. ГУ, вып. 77, 3 (1966).
2. Блинов Л. М. Электро и магнитооптика жидких кристаллов, Изд. Наука, М., 1978.
3. Чигринов В. Г. Кристаллография, 27, 404 (1982).
4. Вальков С. В., Чумаков С. П. Кристаллография, 27, 1198 (1982).
5. Петров А. Г., Чумакова С. П. Кристаллография, 27, 1138 (1982).
6. Lazzati V. X-ray Diffraction Studies of Lipid-Water Systems: in Biological Membranes, Acad. Press, London, 1968, p. 71—123.
7. Hauser H. et al. ВВА, 650, 21 (1981).
8. Бадалян Г. Г., Шагинян А. А. Биофизика, 33, 92 (1988).

ՀԱՍՏԱՏՈՒՆ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԼԻՈՏՐՈՊ ՉԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻ ՎՐԱ

Ա. Ա. ՇԱՀԻՅԱՆ, Ն. Գ. ԲԱԴՅԱՆ, Մ. Խ. ՄԻՆԱՑԱՆՑ

Ունտզինագրաֆիկ մեթոդով ուսումնասիրված է հաստատուն էլեկտրական դաշտերի ազդեցությունը երեք տիպի լամելյար հեղուկ բյուրեղների վրա, կազմված էլեկտրաչեզոք դոմեններից, դիպոլակիր դոմեններից և լիցքավորված դոմեններից: Ցույց է տրված, որ դաշտի ազդեցության տակ, առաջին դեպքում փոփոխվում է միայն մոլեկուլների փոխադարձ դասավորությունը դոմենի ներսում, երկրորդ դեպքում վերակողմնորոշվում են դոմենները, իսկ երրորդ դեպքում տեղի է ունենում համապատասխան էլեկտրոդի մոտ դոմենների կոտակում: և կողմնորոշում:

THE INFLUENCE OF STATIC ELECTRICAL FIELDS ON THE STRUCTURE OF LYOTROPIC LIQUID CRYSTALS

A. A. SHAHINYAN, H. G. BADALYAN, M. Kh. MINASYANTS

The influence of static electrical fields on the structure of lamellar lyotropic liquid crystal with electro-neutral, dipole and charged domains was investigated by means of X-ray diffraction. It was established that in the first case only the internal structure of domains was changed, in the second case the reorientation of domains took place, and in the third case the concentration and orientation of domains on the corresponding electrode occurred.

Изв. АН Армянской ССР. Физика, т. 24, вып. 2, 78—81 (1989).

УДК 548.526

О НЕКОТОРЫХ ВОПРОСАХ КИНЕТИКИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

А. Ц. САРКИСЯН, А. З. ПЕПОЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 25 июня 1988 г.)

С помощью поляризационного микроскопа проведено исследование кинетики фазовых переходов нематического жидкий кристалл \rightleftharpoons изотропная жидкость в 4-этоксibenзилиден 4'-н-бутиланилине и 4-амилокси-4'-цианобифениле. Показано, что форма границы раздела фаз жидкий кристалл \rightleftharpoons изотропная жидкость зависит как от толщины, так и от скорости нагрева или охлаждения вещества.

Установлено, что фазовый переход жидкий кристалл \rightleftharpoons изотропная жидкость протекает двустадийно — при нагреве сначала разрушается дальний порядок по ориентации, а затем следует разрушение ближнего порядка.

Настоящая работа посвящена исследованию кинетики образования фазовой границы при фазовых переходах нематический жидкий кристалл (НЖК) \rightleftharpoons изотропная жидкость (ИЖ) в 4-этоксibenзилиден-4'-н-бутиланилине (ЭББА) и 4-амилокси-4'-цианобифениле (АОЦБ).

За фазовым переходом следили в проходящем свете поляризационного микроскопа, на предметный столик которого поместили образец вместе с плоским нагревателем. Нагрев или охлаждение вещества проводился со скоростью 0,5 град/мин. Исследуемые образцы имели толщину 50, 100 мкм и клинообразную форму толщиной 100 мкм в широкой части и 20 мкм в узкой части клина.

При нагревании вещества во всех трех образцах наблюдается граница раздела фаз (рис. 1), которая движется с определенной скоростью в процессе фазового перехода. Причем в ячейке толщиной 100 мкм в окрестности фазовой границы, как видно из рис. 1, наблюдается оптически неоднородная полоса. Впереди фазовой границы эта полоса состоит из светлых, а за ней темных точек. Это связано с тем, что граница раздела фаз,

THE INFLUENCE OF STATIC ELECTRICAL FIELDS ON THE STRUCTURE OF LYOTROPIC LIQUID CRYSTALS

A. A. SHAHINYAN, H. G. BADALYAN, M. Kh. MINASYANTS

The influence of static electrical fields on the structure of lamellar lyotropic liquid crystal with electro-neutral, dipole and charged domains was investigated by means of X-ray diffraction. It was established that in the first case only the internal structure of domains was changed, in the second case the reorientation of domains took place, and in the third case the concentration and orientation of domains on the corresponding electrode occurred.

Изв. АН Армянской ССР. Физика, т. 24, вып. 2, 78—81 (1989).

УДК 548.526

О НЕКОТОРЫХ ВОПРОСАХ КИНЕТИКИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

А. Ц. САРКИСЯН, А. Э. ПЕПОЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 25 июня 1988 г.)

С помощью поляризационного микроскопа проведено исследование кинетики фазовых переходов нематического жидкий кристалл \rightleftharpoons изотропная жидкость в 4-этоксипбензилиден 4'-н-бутиланилине и 4-амилокси-4'-цианобифениле. Показано, что форма границы раздела фаз жидкий кристалл \rightleftharpoons изотропная жидкость зависит как от толщины, так и от скорости нагрева или охлаждения вещества.

Установлено, что фазовый переход жидкий кристалл \rightleftharpoons изотропная жидкость протекает двустадийно — при нагреве сначала разрушается дальний порядок по ориентации, а затем следует разрушение ближнего порядка.

Настоящая работа посвящена исследованию кинетики образования фазовой границы при фазовых переходах нематический жидкий кристалл (НЖК) \rightleftharpoons изотропная жидкость (ИЖ) в 4-этоксипбензилиден-4'-н-бутиланилине (ЭББА) и 4-амилокси-4'-цианобифениле (АОЦБ).

За фазовым переходом следили в проходящем свете поляризационного микроскопа, на предметный столик которого поместили образец вместе с плоским нагревателем. Нагрев или охлаждение вещества проводился со скоростью 0,5 град/мин. Исследуемые образцы имели толщину 50, 100 мкм и клинообразную форму толщиной 100 мкм в широкой части и 20 мкм в узкой части клина.

При нагревании вещества во всех трех образцах наблюдается граница раздела фаз (рис. 1), которая движется с определенной скоростью в процессе фазового перехода. Причем в ячейке толщиной 100 мкм в окрестности фазовой границы, как видно из рис. 1, наблюдается оптически неоднородная полоса. Впереди фазовой границы эта полоса состоит из светлых, а за ней темных точек. Это связано с тем, что граница раздела фаз,

при повышении температуры среды со скоростью 0,5 град/мин, перемещается достаточно быстро и в некоторых участках жидкого кристалла переход в изотропную жидкость не успевает за общей границей раздела фаз. Что касается светлых точек впереди фазовой границы, то они являются очагами новой фазы, коагуляция которых и образует фазу изотропной



Рис. 1. Граница раздела фаз при переходе НЖК→ИЖ (светлая стрелка показывает направление роста новой фазы): а) толщина слоя 50 мкм; б) толщина слоя 100 мкм; в) клинообразная ячейка.

жидкости. Из сказанного следует, что механизм фазового перехода НЖК \rightleftharpoons ИЖ существенно отличается от механизма полиморфного превращения в молекулярных кристаллах [1—4]. Это отличие объясняется тем, что вследствие сильных межмолекулярных взаимодействий в молекулярном кристалле по сравнению с НЖК затрудняется зародышеобразование новой фазы, что приводит к слоистому росту последней с четкой границей раздела двух фаз.

Следует отметить, что в процессе фазового перехода НЖК \rightleftharpoons ИЖ хорошо выделяется прямая граница раздела фаз (см. рис. 1в). Причем, в клинообразной ячейке фазовый переход всегда начинается с узкого конца клина и распространяется в сторону его широкого конца. Такая особенность фазового перехода в клинообразной ячейке объясняется тем, что в



Рис. 2. Фазовый переход ИЖ→НЖК при охлаждении в ЭББА (светлая стрелка показывает направление роста новой фазы): а) толщина слоя 50 мкм, начальная стадия перехода; б) толщина слоя 100 мкм, через несколько секунд после начала перехода; в) клинообразная ячейка, через несколько секунд после перехода.

узкой части, под влиянием стенок, молекулы жидкого кристалла имеют более упорядоченную ориентацию, чем в широкой части ячейки, где это влияние ослабевает. Роль упорядоченности в переходе НЖК \rightarrow ИЖ проверялась с помощью наблюдений направления движения фазовой границы в клине при различной степени ориентации молекул жидкого кристалла.

Связь между ориентацией молекул и направлением движения фазовой границы может иметь, по меньшей мере, две причины:

Во-первых, при хорошей планарной ориентации обеспечивается эффективный теплообмен между стеклянными подложками и молекулами жидкого кристалла, из-за чего вероятность образования зародышей на поверхностных дефектах подложек увеличивается. Во-вторых, с улучшением планарной ориентации увеличивается плотная упаковка молекул жидкого кристалла в ячейке, что в свою очередь улучшает передачу теплового возбуждения из подложек к жидкому кристаллу.

Процесс фазового перехода ИЖ \rightarrow НЖК при охлаждении изотропной фазы также протекает по разному в ячейках клинообразной и одинаковой толщины. Причем, в клинообразной ячейке форма границы почти не отличается от формы границы в случае перехода при нагреве. Разница лишь в том, что при охлаждении граница раздела фаз распространяется от широкого конца клина к узкому концу.

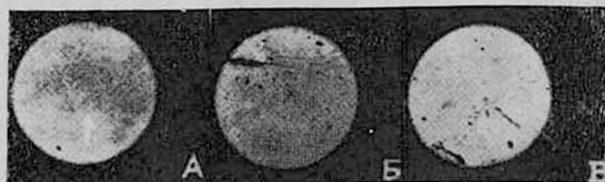


Рис. 3. Вторая стадия фазового перехода НЖК \rightarrow ИЖ (светлая стрелка показывает направление роста новой фазы): а) толщина слоя 50 мкм; б) толщина слоя 100 мкм; в) клинообразная ячейка.

В ячейках с толщиной 50 мкм и 100 мкм при охлаждении фазовый переход в нематическую фазу протекает без единой фазовой границы. В начальный момент фазового перехода в разных точках изотропной жидкости почти одновременно образуются зародыши нематической фазы, которые быстро растут и сливаются друг с другом (рис. 2). Таким образом, образованная «бесформенная» фазовая граница распространяется по всему объему изотропной жидкости.

Отметим еще одну особенность фазовых переходов НЖК \rightarrow ИЖ. После прохождения первого фронта фазовой границы наблюдается продвижение второго фронта (рис. 3), то есть фазовый переход идет в два этапа.

1. В случае нагрева при температуре фазового перехода сначала начинает «плавиться» дальний порядок у каждого кристалла. После этого разрушается порядок.

2. В случае охлаждения идет обратный процесс. В ИЖ сначала образуется ближний порядок, а потом завершается фазовый переход и полностью образуется жидкокристаллическая фаза.

Такой механизм фазового перехода порядок-беспорядок в нематическом жидком кристалле подтверждается теорией, учитывающей эффекты ближнего порядка [5—7]. В частности, в [6] показано, что при температуре выше точки просветления локальная упорядоченность все еще сохраняется. При этом до двенадцати соседних молекул чувствуют взаимное влияние по ориентации.

Таким образом, можно заключить что на форму и кинетику продвижения фазовой границы при переходах НЖК \rightleftharpoons ИЖ влияют как геометрическая форма образца, так и скорость нагрева или охлаждения вещества. Полный фазовый переход НЖК \rightarrow ИЖ протекает двустадийно. Сначала разрушается дальний порядок молекул по ориентации, а затем — ближний порядок.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мнюх Ю. В., Петропавлов Н. Н., Китайгородский А. И. ДАН СССР, 166, 80 (1966).
2. Мнюх Ю. В., Мусаев Н. И., Китайгородский А. И., ДАН СССР, 174, 345 (1967).
3. Саркисян А. Ц. Канд. диссертация, 1973, МФТИ.
4. Ziernicka R. et al. Mol. Cryst. Liq. Cryst. 132, 289 (1986).
5. Yrma S. G., Vetrogen G. Solid State Comm., 18, 475 (1976).
6. Nitish K., Roychoudhury M. et al. Mol. Cryst. Liq. Cryst., 112, 189 (1984).
8. Першин В. К., Скопинов С. А. Кристаллография, 27, 4, 815 (1982).

ՓՈՒԼԱՅԻՆ ԱՆՅՈՒՄՆԵՐԻ ԿԻՆԵՏԻԿԱՅԻ ՄԻ ՔԱՆԻ ՀԱՐՑԵՐԻ ՄԱՍԻՆ ՆԵՄԱՏԻԿ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Ա. Ց. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Ա. Զ. ՓԵՓՈՅԱՆ

Բևեռացող միկրոսկոպի օգնությամբ անցկացված է նեմատիկ հեղուկ բյուրեղ \rightleftharpoons իզոտրոպ հեղուկ փուլային անցումների կինետիկայի հետազոտությունը 4-էտոքսիբենզիլիտեն-4-ն-բուտիլանիլինիում և 4-անիլոքսիլ-4-ցիանոբիֆենիլում: Ցույց է տրված, որ հեղուկ բյուրեղում իզոտրոպ հեղուկ փուլերի բաժանման սահմանի ձևը կախված է ինչպես նյութի հաստատությունից այնպես էլ նյութի տաքացման և սառեցման արագությունից:

Հայտնաբերված է, որ փուլային սահմանը սեպաձև բջի մեջ, որտեղ հեղուկ բյուրեղի մոլեկուլները ունեն պլանար կողմնորոշում, տաքացնելիս շարժվում է նեղ մասից դեպի անպլանային մասը:

Որոշված է, որ հեղուկ բյուրեղ իզոտրոպ հեղուկ փուլային անցումը ընթանում է երկու ստադիայով՝ տաքացնելիս սկզբից քայքայվում է կողմնորոշումով հեռու կարգը, իսկ հետո հետևում է մոտակա կարգի քայքայումը: Սառեցման պրոցեսում նկարագրված երևույթները ընթանում են հակառակ ուղղությամբ:

ON SOME PROBLEMS OF PHASE TRANSITION KINETICS IN NEMATIC LIQUID CRYSTALS

A. Ts. SARKISYAN, A. Z. PEPOYAN

The kinetics of nematic liquid crystal-isotropic liquid phase transition in 4-etoxybenzylidene-4-n-butylaniline and 4-anyloxy-4-cyanobiphenyl was investigated with the help of a polarizing microscope. It was shown that the shape of interface between the liquid crystal-isotropic liquid phases depended on both the thickness and the rate of substance heating or cooling. It is found that the liquid crystal-isotropic liquid phase transition is realized in two stages, i. e., during the heating first is destroyed the long-range order in orientation, and only then the short-range order is ruined.

УДК 543.422.27

ОБ УПОРЯДОЧЕННОСТИ И ПОДВИЖНОСТИ МОЛЕКУЛ В НЕКОТОРЫХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

А. Ц. САРКИСЯН, Л. С. БЕЖАНОВА, С. М. ЯЙЛОЯН
Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 25 июня 1988 г.)

Методом ЭПР с помощью спинового зонда проведено исследование молекулярной подвижности (вращательной диффузии) и степени упорядоченности в жидких кристаллах: 4-н-бутил-4'-н'-гептаноилоксиазоксибензол (А); п-цианфениловый эфир п-гексилбензойной кислоты (В); п-цианфениловый эфир п-гептилбензойной кислоты (С) и их смесей. Установлено заметное уменьшение скорости вращательной диффузии в вышеуказанных жидких кристаллах с понижением температуры, а также сильное изменение скорости вращательной диффузии при добавлении (А) к (В) или к (С).

Среди многообразных особенностей фазовых переходов в жидких кристаллах заслуживает внимание образование нематической фазы при смешивании двух органических соединений, каждое из которых не обладает жидкокристаллическими свойствами [1] и образование смектик А фазы при смешивании двух нематиков. Изучение механизма образования смектик А из двух нематиков представляет интерес, как с точки зрения практического применения жидких кристаллов, так и для понимания роли молекулярной структуры и характера межмолекулярных взаимодействий в образовании смектической фазы.

В процессе смектизации двух нематиков, при смешивании в определенных мольных соотношениях, в некотором температурном интервале особую роль играет взаимное влияние одного компонента на молекулярную подвижность, на анизотропное вращение молекул другого компонента и наоборот. Причиной смектизации могут являться также влияние на конформации смешиваемых веществ, изменение электронной структуры этих молекул, которые, как указано в [2, 3], влияют на фазовый переход НЖК—ИЖ, и т. д.

Настоящая работа посвящена изучению молекулярной подвижности и упорядочению жидких кристаллов: 4-н-бутил-4'-н'-гептаноилоксиазоксибензол (А); п-цианфениловый эфир п-гексилбензойной кислоты (В); п-цианфениловый эфир п-гептилбензойной кислоты (С), обладающих нематической фазой в температурных областях: 35—76°С, 44—48°С, 44—56°С соответственно. Добавление первого вещества ко второму или к третьему веществу определенными концентрациями приводит к образованию смектик А фазы.

Исследование проведено методом ЭПР с помощью спинового зонда. В качестве такого зонда использован нитроксильный радикал 1-оксила-2, 2, 6, 6-тетраметил-4-оксиперидин (Т). Измерения проводились на спектрометре РЭ-1301 в температурном интервале: —25°С — +70°С.

Температура измерялась медь-константановой термопарой с точностью $\pm 0,3^\circ \text{C}$.

Как известно, положение и сверхтонкое расщепление резонансных линий спинового зонда связаны с упорядоченностью молекул исследуемого объекта, а их динамические свойства связаны с шириной и формой этих линий.

Экспериментальные результаты показывают, что температурная зависимость молекулярной подвижности в исследуемых веществах при замораживании сильно отличаются. Как видно из рис. 1, при температурах $+18 - +21^\circ \text{C}$ форма линий спектров спинового зонда в матрицах (А) и (В) почти одинаковые. Эти спектры похожи на спектр спинового зонда ПД-ТЕМПОН в такой жидкокристаллической среде, где время корреля-

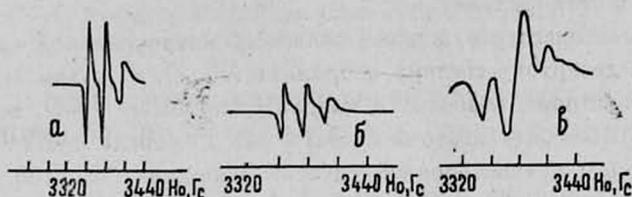


Рис. 1. Спектры ЭПР радикала (Т) в жидких кристаллах: а — в веществе (А) при температуре 19°C ; б — в веществе (В) при температуре 21°C ; в — в веществе (С) при температуре 18°C .

ции вращательной диффузии $\tau_c \sim 10^{-9}$ сек [4]. Ниже температуры $+9^\circ \text{C}$ формы линий спектров во всех трех матрицах резко отличаются друг от друга. В соединениях (А) и (С) с понижением температуры линии сильно уширяются и при температуре ниже -10°C линия, соответствующая магнитному квантовому числу $m = -1$, полностью исчезает. В отличие от этих соединений у соединения (В) сравнительно быстрое вращение спинового зонда прекращается гораздо раньше. Уже при температуре $+6^\circ \text{C}$ экстремумы первой производной линии поглощения сильного поля ($m = -1$) практически не наблюдаются (рис. 2б).

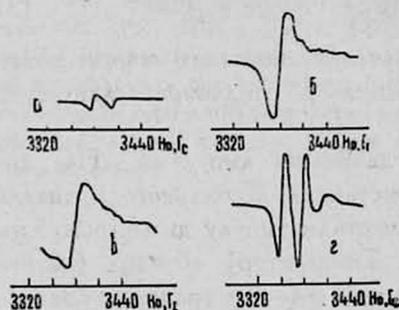


Рис. 2. Спектры ЭПР радикала (Т) в жидких кристаллах: а — в веществе (А) при температуре 2°C ; б — в веществе (В) при температуре 6°C ; в — в веществе (С) при температуре -13°C ; г — в смеси веществ 46% (С) + 54% (А) при температуре -19°C .

Совершенно иная картина наблюдается в композициях ((А) + (В)) или ((А) + (С)). Спектр спинового зонда в композиции: (36% (С) и 64% (А) по весу, приведенный на рис. 2г, показывает что вышеуказанная линия для $m = -1$ четко наблюдается вплоть до температуры -19°C . Такая «долгоживучесть» этой линии свидетельствует о том, что в среде раствора двух жидких кристаллов сравнительно высокая скорость вращения

молекул сохраняется до таких низких температур, при которых определенные степени свободы замораживаются в каждом из компонентов раствора в отдельности.

Из всего сказанного следует, что в исследуемых объектах наблюдается молекулярная подвижность, свойственная жидкостям высокой вязкости. Такая подвижность молекул, далеко за точкой перехода жидкий кристалл-твердое тело, указывает на то, что в твердой фазе эти вещества находятся либо в газокристаллическом, либо в стеклообразном состоянии, где сохраняются степени свободы анизотропного вращения вокруг длинных осей молекул.

Для выяснения упорядоченности в исследуемых соединениях проведено измерение g -фактора и константы сверхтонкой структуры (СТС) спинового зонда в этих системах.

Для дальнейшего обсуждения свяжем с нитроксильной группой спинового зонда декартову систему координат X', Y', Z' таким образом, чтобы ось X' была ориентирована в направлении связи $N-O$, ось Z' — в направлении $2p\pi$ -орбитали атома азота, а ось Y' определялась в соответствии с выбором правосторонней системы координат. В этой системе отсчета тензор сверхтонкого взаимодействия \hat{A} и тензор \hat{g} можно считать диагональными [5]. Угол θ между Z' и осью Z лабораторной системы координат, вдоль которой направлено магнитное поле, определяется соотношением:

$$\cos^2 \theta = [(A_{xx} - A)(\langle g \rangle - g) - (g_{xx} - g)(\langle A \rangle - A)] / [(g_{zz} - g_{xx})(\langle A \rangle - A) - (\langle g \rangle - g)(A_{zz} - A_{xx})], \quad (1)$$

а степень упорядоченности S выражением [2]

$$S = (\langle A \rangle - A) / [(A_{zz} - A_{xx}) \cos^2 \theta + A_{xx} - A], \quad (2)$$

где индексами xx, zz обозначены соответствующие главные значения тензоров \hat{A} и \hat{g} в молекулярной системе координат:

$$A = (A_{xx} + A_{yy} + A_{zz})/3, \quad g = (g_{xx} + g_{yy} + g_{zz})/3, \quad (3)$$

$\langle A \rangle$ и $\langle g \rangle$ — экспериментальные значения констант сверхтонкого взаимодействия и g -фактора спинового зонда в жидкокристаллической среде.

Измерение g -фактора проводилось с двойными ампулами. На дне ампулы большого диаметра поместили кристаллик стабильного радикала с известным g -фактором. В эту ампулу поместили ампулу диаметром 5 мм с исследуемым веществом и термопарой. Температуру образца (нагрев или охлаждение) варьировали со скоростью 0,4—0,5 град/мин. Запись спектров проводилась через каждые три минуты.

Анализ экспериментальных результатов с помощью вышеприведенных соотношений показывает, что при одной и той же температуре степень упорядоченности у индивидуального вещества (А) больше, чем у смесей (А)+(В) или (А)+(С) в различных мольных концентрациях. Причем, если при данной температуре смесь находится в нематической фазе, то ее степень упорядоченности больше чем в чистых (В) или (С) (упорядочен-

ность у этих веществ меньше, чем у вещества (А). А в области температур, когда данная смесь находится в смектической фазе, ее упорядоченность получается значительно меньше упорядоченности индивидуальных компонент этой смеси.

Таким образом, можно заключить, что добавление вещества (А) к (В) или (С) увеличивает молекулярную подвижность и ухудшает упорядоченность исследуемых систем из-за образования смектической фазы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ziemnicka B., Ade Vrtes, Doane J. W. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 132, 289 (1986).
2. Аверьянов Е. М. ФТТ, 24, 2839 (1982).
3. Аверьянов Е. М. ФТТ, 25, 293 (1983).
4. Polnaszek C. F., Freed J. H. *J. Phys. Chem.*, 79, 2283 (1975).
5. Bordeaux D. et al. *Organic Magnetic Resonance*, 5, 47 (1973).

ՈՐՈՇ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ՄՈՒԿԵՆՈՒԼՆԵՐԻ ԿԱՐԳԱՎՈՐՎԱԾՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ՇԱՐՃՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա. Յ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Լ. Ս. ԲԵՃԱՆՈՎԱ, Ս. Մ. ՅԱՅԼՈՅԱՆ

ԷՊՌ-ի միջոցով, սպինային զոնդի օգնությամբ կատարվել է 4-ն-բուֆիլ-4'-ն-հեպտանիլ-օքսիազօքսիբենզոլ (А), պ-հեքսիլբենզոլաթթվի պ-ցիանֆենիլային էթեր (В), պ-հեպտիլբենզոլաթթվի պ-ցիանֆենիլային էթեր (С) հեղուկ բյուրեղներում և դրանց խառնուրդներում մոլեկուլային շարժունակության (պտտական դիֆուզիա) և կարգավորվածության աստիճանի ուսումնասիրություն:

Այդ նյութերում դիտվել է պտտական դիֆուզիայի նկատելի փոքրացում շերմաստիճանի իջեցմանը զուգընթաց, ինչպես նաև՝ (А)-ն (В)-ին և (С)-ին ավելացնելիս՝ պետական դիֆուզիայի արագության ուժեղ փոփոխություն:

ON THE ORDERING AND MOBILITY OF MOLECULES IN SOME LIQUID CRYSTALS

A. Ts. SARKISYAN, L. S. BEZHANOVA, S. M. YAILOYAN

The mobility (rotary diffusion) and ordering of molecules are investigated by means of EPR technique with the help of a spin probe in liquid crystals of 4-n-butyl-4-n-heptanoiloxazoxybenzene (A), n-cyanophenyl ether of n-hexilbenzoic acid (B), n-cyanophenyl ether of n-heptylbenzoic acid (C) and in their mixtures. Remarkable reduction in rotary diffusion rate in the mentioned liquid crystals with decreasing temperature, as well as strong change of this rate when (A) was added to (B) or (C) were observed.

УДК 535.375.5

ВКР УЛЬТРАКОРОТКОЙ НАКАЧКИ С ЧИРПОМ В ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

Б. В. КРЫЖАНОВСКИЙ

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 15 июня 1985 г.)

Определены длина области когерентного усиления z_k и критическая интенсивность $I_{кр}$, обусловленные чирпом накачки и групповым запаздыванием взаимодействующих волн. Показано, что при длине взаимодействия $z > z_k$ происходит компрессия стокового импульса и его усиление практически прекращается. При повышении интенсивности накачки выше значения $I_{кр}$ эффективность ВКР резко возрастает, а длительность стокового импульса становится порядка длительности накачки.

1. Введение

К настоящему времени теория нестационарного ВКР ультракороткого импульса накачки, длительность τ_n которого много меньше времени релаксации, наиболее полно развита для линейного случая [1—4], когда можно пренебречь изменением населенностей уровней среды и считать поле накачки заданным (для нелинейного случая см. работы [5—7] и ссылки в них). Основное внимание авторов изначально было направлено на исследование влияния некогерентности накачки на эффективность ВКР. Причиной тому стал обнаруженный в [8] факт, что даже в том случае, когда спектральная полоса накачки значительно превышает ширину линии спонтанного рассеяния ($\delta\omega_n \gg \gamma$) эффективность ВКР почти не снижается и определяется интегральной интенсивностью накачки. Этот факт объяснен в [1, 2], а с учетом разности групповых скоростей накачки (v_n) и стоковой волны (v_c) в [9, 10], где было введено понятие критической интенсивности $I_{кр} \sim \delta\omega_n$. Детально этот вопрос исследовался в [11, 12]. Как предсказывает развитая теория, при интенсивности накачки $I_n > I_{кр}$ (т. е. при сравнительно малой ширине $\delta\omega_n$), процесс ВКР развивается в режиме «когерентного» усиления, т. е. в усилении стоковой компоненты участвуют все компоненты спектра накачки. Нарастание интенсивности стоковой волны с ростом координаты z в этом случае носит «летаргический» характер: $I_c \sim \exp(4\sqrt{\beta z})$, где инкремент β определяется интегральной интенсивностью накачки. Если увеличить ширину спектра накачки так, что станет $I_{кр} > I_n$, то характер эволюции процесса рассеяния качественно изменится и ВКР будет развиваться в квазистатическом режиме усиления: $I_c \sim e^{\Gamma z}$, где инкремент Γ определяется мгновенным значением интенсивности накачки.

Как показано в настоящей работе, к аналогичной смене режимов усиления приводит и чирп накачки, в частности линейная зависимость частоты

ты накачки от времени — довольно распространенное явление в твердотельных импульсных ОКГ. Аналогия однако не полная, поскольку, в отличие от исследовавшейся в [1—7] ситуации, модуляция фазы накачки в рассматриваемом нами случае носит регулярный (а не стохастический) характер. Это отличие приводит к тому, что смена режимов усиления происходит только при длинах взаимодействия больших некоторой длины z_h и k зависимости величины I_{kr} от координаты.

2. Уравнения ВКР. Основные выражения

Рассмотрим взаимодействие квазимонохроматических волн интенсивной накачки E_n и слабой стоксовой компоненты E_c , распространяющихся в среде трехуровневых атомов (рис. 1) в положительном направлении оси Z :

$$E_n = A_n(t - z/v_n) \exp[i(k_n z - \omega_n t)] + \text{к. с.} \quad (1)$$

$$E_c = A_c(z, t) \exp[i(k_c z - \omega_c t)] + \text{к. с.}$$

Средние частоты накачки (ω_n) и стоксовой волны (ω_c) связаны с частотами ω_{ij} атомных переходов соотношениями:

$$\omega_c = \omega_n - \omega_{31}; \quad \Delta = \omega_{21} - \omega_n; \quad |\Delta| \ll \omega_{21}. \quad (2)$$

Расстройку резонанса Δ будем полагать значительно большей всех ширин, в том числе и ширин спектров накачки ($\delta\omega_n$) и стоксовой компоненты ($\delta\omega_c$). В этом случае взаимодействие накачки с резонансной средой можно считать адиабатическим и, полагая $\gamma\tau \ll 1$, пренебрегать движением населенностей квазиэнергетических уровней системы «атом в поле накачки» [13]. В приближении заданного поля накачки процесс ВКР описывается двумя уравнениями для недиагонального элемента матрицы плотности Q и медленной амплитуды A_c . С учетом эффектов насыщения по накачке эти уравнения принимают вид [14]:

$$\frac{\partial A_c}{\partial z} + v \frac{\partial A_c}{\partial \tau} = g \tilde{A}_n Q^*, \quad \frac{\partial Q}{\partial \tau} = \tilde{A}_n A_c^*, \quad (3)$$

где

$$v = \frac{1}{v_c} - \frac{1}{v_n}, \quad g = \frac{2\pi\omega_c N d_{21}^2 d_{23}^2}{c\hbar^3 \Delta^2}. \quad (4)$$

Здесь $\tau = t - z/v_n$ — время, связанное с накачкой, d_{ij} — дипольный матричный элемент атомного перехода $i \rightarrow j$, N — плотность атомов, \tilde{A}_n — эффективная амплитуда, связанная с реальной амплитудой поля накачки соотношением:

$$\tilde{A}_n = A_n(\tau) \left(\frac{2}{1 + \xi + \sqrt{1 + \xi}} \right)^{1/2} \exp\left(-i \int s d\tau'\right), \quad (5)$$

$$s = \frac{\Delta}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi}), \quad \xi = 4 |A_n d_{21}|^2 / \hbar \Delta^2,$$

где $s = s(\tau)$ — штарковский сдвиг основного уровня, $\xi = \xi(\tau)$ — параметр насыщения. При слабой накачке, когда $\xi \ll 1$ и $s \rightarrow 0$, имеем $\tilde{A}_n \simeq A_n$ и уравнения (3) принимают вид, исследованный в [1—12].

В дальнейшем нас будет интересовать только случай сильной фазовой модуляции, когда период модуляции совокупной фазы φ комплексной амплитуды \tilde{A}_n значительно меньше длительности накачки и стока им-пульса:

$$|\dot{\varphi}| \tau_n \gg 1, \quad |\dot{\varphi} A_c| \gg |\partial |A_c| / \partial \tau|, \quad \varphi = \varphi_n - \int^{\tau} s d\tau', \quad (6)$$

где φ_n — фаза волны накачки. С учетом второго из условий (6) при решении системы уравнений (3) можно пренебречь производной $\partial |A_c| / \partial \tau$. Тогда из (3) получим

$$A_c = A_0(\tau - \nu z) + g \tilde{A}_n(\tau) \int_{-\infty}^{\tau} d\tau_1 \int_0^z dx \tilde{A}_n^*(\tau_1) A_0(\tau_1 - \nu x) F \exp \{i\nu x [\varphi(\tau) - \varphi(\tau_1)]\}, \quad (7)$$

где A_0 — начальная амплитуда стока, корреляционную функцию которой примем, для определенности, такой же, как и в случае возникновения затравки из спонтанного шума

$$\frac{c}{2\pi} \langle A_0(\tau) A_0^*(\tau') \rangle = J_0 \delta(\tau - \tau'). \quad (8)$$

Фигурирующая в (7) функция $F = F(x; \tau, \tau_1)$ в общем случае имеет слишком громоздкий вид, поэтому мы приведем только наиболее простые ее асимптотические выражения для рассматриваемых ниже предельных случаев. В частности, при малых длинах ($\nu z \delta \omega_n \ll 1$), когда справедливо приближение группового синхронизма, полагая $\nu = 0$ из (3) получим

$$F = I_0(2\sqrt{x[\beta(\tau) - \beta(\tau_1)]}), \quad \beta = g \int_{-\infty}^{\tau} |\tilde{A}_n|^2 d\tau', \quad (9)$$

где $I_0(x)$ — модифицированная функция Бесселя. Выражениями (7) и (9) в этом случае описывается так называемый «когерентный» режим нестационарного ВКР, который характеризуется тем, что фаза стока легко следует за фазой волны накачки, повторяя ее любые быстрые изменения во времени. Инкремент пространственного усиления в когерентном режиме не зависит от ширины спектра накачки и определяется ее интегральной интенсивностью. Модуляция фазы φ , обусловленная модуляцией фазы накачки и штарковскими осцилляциями, в этом случае проявляется только в уширении спектра стока. В пределе больших усиления ($\beta z \gg 1$) из (7)—(9) для интенсивности стока получим

$$I_c = \frac{J_0 g |\bar{A}_n|^2}{8\pi\beta} \exp(4\sqrt{\beta}z). \quad (10)$$

Как следует из (10), в когерентном режиме ВКР усиление стоксовой волны наиболее эффективно протекает на хвосте импульса накачки, так что пик стоксова импульса отстает от пика накачки на время $\delta\tau \sim \tau_n \ln [4\sqrt{\beta}(\infty)z]$; при этом длительность τ_c стоксова импульса мало отличается от длительности накачки [2, 14].

3. Замедление скорости роста усиления

Проследим за тем, как наличие у накачки chirpa $\varphi_n = \Omega^2\tau^2$ приводит к нарушению когерентности процесса усиления и изменению характера ВКР в различных сечениях среды. Это легко сделать на примере накачки импульсом прямоугольной формы: $A_n(\tau) = A_n$ при $0 \leq \tau \leq \tau_n$. В этом случае амплитуда A_c опишется выражением (7), в которое следует подставить:

$$F = I_0 (G \sin 2\psi) \exp \left[G \left(\psi - \frac{1}{2} \sin 2\psi \right) \right], \quad (11)$$

$$G = \frac{2g |\bar{A}_n|^2}{v\Omega^2}, \quad \psi = \arcsin \left(\frac{v\Omega^2}{2|\bar{A}_n|} \sqrt{\frac{x(\tau - \tau_1)}{g}} \right)$$

для области интегрирования, где $\psi \leq \pi/2$ и $F = 0$ вне этой области. Введем здесь понятие длины области когерентного усиления

$$z_k = \frac{4\beta(\infty)}{(v\delta\omega_n)^2} \approx \frac{4g|\bar{A}_n|^2}{v^2\Omega^4\tau_n}. \quad (12)$$

При малых длинах ($z < z_k$) из (7) и (11) получим

$$I_c = \frac{J_0}{\tau(8\pi \cos^2 \psi_0 + G^{-1})} \exp[G(2\psi_0 + \sin 2\psi_0)], \quad (13)$$

где

$$\psi_0 = \arcsin \sqrt{\frac{z\tau}{z_k\tau_n}}. \quad (14)$$

Отметим, что условие $z < z_k$ соответствует $z\tau < z_k\tau_n$, т. е. $\psi_0 < \pi/2$. В пределе $z \ll z_k$ выражение (13) совпадает с (10). При длинах $z \lesssim z_k$ рост интенсивности стоксовой волны замедляется и коэффициент усиления (показатель экспоненты в (13)) принимает значение в $\pi/2$ раза меньше величины $2\sqrt{\beta}z$, которая могла бы быть достигнута на этих длинах в режиме когерентного усиления (10). В этом нетрудно убедиться заметив, что $G = \sqrt{\beta(\infty)z_k}$.

При $z > z_k$ усиление, описываемое (13), остается справедливым только для участков стоксова импульса, достаточно близких к переднему фронту накачки, для которых выполняется соотношение $z\tau \leq z_k\tau_n$.

На удаленных от переднего фронта накачки участках стока импульса, для которых $z \gg z_k \tau_n$, экспоненциальный по $z^{1/2}$ рост интенсивности прекращается и сменяется линейным по z ростом:

$$I_c = \frac{J_0 G e^{\pi \sigma}}{\tau} \left(\frac{2z\tau}{z_k \tau_n} - 1 \right). \quad (15)$$

Как видим, когерентность процесса усиления нарушается в первую очередь на хвосте импульса накачки. С ростом координаты z область некогерентности, для которой справедлив режим усиления (15), быстро расширяется в сторону переднего фронта накачки. Одновременно и стоковый импульс, развивавшийся при $z < z_k$ вблизи заднего фронта накачки, при $z > z_k$ начинает расширяться в сторону ее переднего фронта (см. рис. 2)

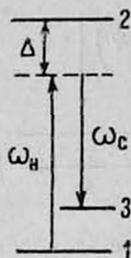


Рис. 1.

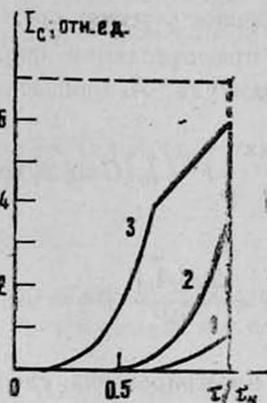


Рис. 2.

Рис. 1. Схема уровней.

Рис. 2. Форма стокового импульса ВКР, возбуждаемого прямоугольным импульсом накачки (пунктир) при $G = 10$ в различных сечениях среды:

1 — $z = 0,5 z_k$, 2 — $z = z_k$, 3 — $z = 1,5 z_k$.

Закономерность перехода от когерентного режима усиления к некогерентному режиму (15), в котором усиление практически прекращается, не трудно понять. Действительно, при $v_{II} = v_c$ стоковый импульс при любых z находился бы в фазе с импульсом накачки и развивался в режиме когерентного усиления (10). Разница в групповых скоростях приводит к сдвигу взаимодействующих импульсов друг относительно друга, а значит и к сбою их относительной фазы. Нарастающий с ростом z сбой относительной фазы приводит, в свою очередь, к изменениям знака производной $\partial A_c / \partial z$ при изменениях z , что влечет за собой замедление скорости роста амплитуды стоковой волны. Очевидно, что сбоем относительной фазы можно пренебречь, если на характерной длине когерентного усиления $\delta z = \sqrt{z/\beta}$ производная $\partial A_c / \partial z$ знака не меняет (или меняет не более одного раза). Это условие можно выразить в виде $v \delta z \omega_n < 1$, что соответствует $z < z_k$.

Величина z_k прямо пропорциональна эффективной интенсивности накачки, т. е. величине $\tilde{I}_n = c |\tilde{A}_n|^2 / 2\pi$. При фиксированной длине l кю-

веты (вернее при фиксированной толщине оптического слоя Nl) удобнее оперировать понятием критической интенсивности

$$I_{кр} = \frac{\hbar\omega_c Q^2 \tau_n Nl}{4\Delta^2}. \quad (16)$$

При большой интенсивности накачки, когда $\bar{I}_n > I_{кр}$, стоксов импульс развивается в режиме когерентного усиления (13) на всем протяжении длины кюветы. При малой интенсивности накачки, когда $\bar{I}_n < I_{кр}$, т. е. $z_k < l$, когерентный режим по ходу распространения сменится (при $z > z_k$) некогерентным режимом усиления и форма стоксова импульса на выходе из кюветы будет задаваться выражением (15).

4. Компрессия стоксова импульса

Рассмотренный выше пример накачки импульсом прямоугольной формы явился удобной моделью для введения понятий z_k и $I_{кр}$. Теперь рассмотрим, как в процессе распространения в резонансной среде изменяется форма и местоположение стоксова импульса в случае, когда накачка имеет более реалистическую, нежели прямоугольник, огибающую. Для простоты будем полагать, что импульс накачки гладкой формы имеет единственный максимум при $\tau = 0$. Тогда, при малых длинах ($z < z_k$) амплитуда стоксовой волны будет описываться выражением (7), куда следует подставить

$$F = I_0 (2 \sqrt{Rx}), \quad R = g \int_{\tau_1}^{\tau_2} \frac{|\bar{A}_n(\tau_2)|^2}{1 - i\nu(\varphi - \varphi_2) V_{x/(\beta - \beta_1)}} d\tau_2, \quad (17)$$

где $\varphi = \varphi(\tau)$, $\varphi_2 = \varphi(\tau_2)$, $\beta = \beta(\tau)$, $\beta_1 = \beta(\tau_1)$. Из анализа (7) и (17) следует, что усиление стоксовой волны определяется в основном значением аргумента бесселевой функции (17) при $x \simeq z$. Как видно из (17), с ростом длины прохождения скорость роста величины \sqrt{Rx} падает, при-

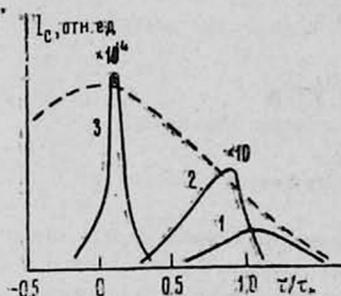


Рис. 3. Компрессия стоксова импульса (сплошные линии) при накачке гауссовым импульсом (пунктир), $G=20$ и длинах прохождения: 1 — $z = z_k$, 2 — $z = 2z_k$, 3 — $z = 10z_k$.

чем в первую очередь падает на хвосте накачки. Этому анализу соответствует следующая картина развития ВКР. При малых длинах, когда $z \ll z_k$ имеем $R \simeq \beta - \beta_1$, т. е. стоксов импульс развивается на хвосте накачки в режиме когерентного усиления (10). При длинах $z \gtrsim z_k$ пик стоксова импульса, в процессе его распространения в среде, начинает перемещаться с хвоста накачки к ее центру, одновременно сжимаясь на полувысоте (см. рис. 3). В пределе больших длин прохождения ($z \gg z_k$) пик сток-

сова импульса догоняет пик накачки и движется вместе с ним. Его интенсивность в этом пределе имеет вид

$$I_c = J_0 v_z \Omega^2 \exp\left(\frac{2\pi\omega_c}{\omega_H} \left| \frac{\bar{A}_H d_{23}}{h\Omega} \right|^2\right), \quad (18)$$

а его длительность можно оценить из (18), как

$$\tau_c \simeq \tau_H \left| \frac{h\Omega}{\bar{A}_H(0)d_{23}} \right| \sqrt{\frac{\omega_H}{\pi\omega_c}}. \quad (19)$$

Как видим, на длинах $z \gg z_R$ усиление стоксовой волны практически прекращается и стоксов импульс, предельно сжавшись, следует вместе с импульсом накачки. При длинах $z > \tau_H \sqrt{G} v$ становится существенным групповое запаздывание и стоксов импульс начинает расплываться.

В заключение отметим одно интересное обстоятельство. Как следует из (7) и (17), при большой интенсивности накачки такой, что пиковый штарковский сдвиг значительно больше ширины спектра накачки ($|s(0)| \gg \delta\omega_H \simeq \Omega^2 \tau_H$), на длинах $z_k > z > z_k \delta\omega_H / |s(0)|$ реализуется своеобразный переходный режим усиления

$$I_c = \frac{9J_0 g^2 z^2 v s}{4\pi\Gamma V \bar{\Gamma}_z} \exp(\pi |\Gamma_0 z|^{1/3}), \quad (20)$$

$$\Gamma_0 = \frac{g|\Delta|\omega_c}{\omega_H} \left| \frac{\tau_H \bar{A}_H d_{23}}{d_{21}} \right|^2,$$

обусловленный сбоем относительной фазы взаимодействующих импульсов из-за быстрых штарковских осцилляций. При больших длинах ($z > z_R$) чирп накачки разрушает этот квазистатический режим и усиление прекращается на уровне, задаваемом выражением (18).

Автор выражает благодарность М. Л. Тер-Микаеляну за плодотворную дискуссию и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С. А. и др. ЖЭТФ, 59, 485 (1970).
2. Carman R. L. et al. Phys. Rev., A2, 60 (1970).
3. Wang C. H. Phys. Rev., 182, 482 (1969).
4. Rauber M. G. et al. Phys. Rev., A19, 2304 (1979).
5. Полуэктов И. А. и др. Письма ЖЭТФ, 20, 243 (1971).
6. Махвиладзе Т. М., Сарычев М. Е. ЖЭТФ, 71, 896 (1976).
7. Горбунов В. А. Квантовая электроника, 9, 152 (1982).
8. Бочаров В. В. и др. ЖЭТФ, 56, 430 (1969).
9. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Павлов Л. И. ЖЭТФ, 66, 520 (1974).
10. Ахманов С. А. и др. Письма ЖЭТФ, 13, 724 (1971).
11. Джотян Г. П. и др. ЖЭТФ, 73, 822 (1977).
12. Джотян Г. П., Дьяков Ю. Е. Вестник МГУ, сер. физ., 22, 3 (1981).
13. Тер-Микаелян М. Л., Меликян А. О. ЖЭТФ, 58, 281 (1970).
14. Крыжановский Б. В., Меликян А. О. Квант. электрон., 13, 734 (1986).

ԳԵՐԿԱՐՃ ՄՂՄԱՆ ՉԻՐՊՈՎ ՍՏԻՊՈՂԱԿԱՆ ԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՈՒՄԸ
ԳԻՍՊՈՆՐՍԻՈՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Բ. Վ. ԿՐԻՃԱՆՈՎՍԿԻ

Աշխատանքում տրված են կոհերենտության տիրույթի Z_k և կրիտիկական ինտենսիվության I_{kp} սահմանումները, որոնք պայմանավորված են մղման դաշտի շիրպով և փոխազդեցող ալիքների խմբային ուղացումներով: Ցույց է տրված, որ $Z > Z_k$ փոխազդեցության երկարությունների դեպքում տեղի է ունենում ստորսի իմպուլսի սեղմում և զործնականում վերանում է նրա ուժեղացումը: Մղման I_{kp} -ից մեծ արժեքների դեպքում ստիպողական կոմբինացիոն ջրման էֆեկտիվությունը կտրուկ աճում է, իսկ ստորսի իմպուլսի տեղումնում է մղման տեղումնային կարգի:

SRS OF A CHIRPED PUMP IN A DISPERSIVE MEDIUM

B. V. KRYZHANOVSKY

The coherent amplification length z_k and the critical intensity I_{kp} caused by pump chirp and by group—delay effect are defined and determined. It is shown that at the distance $z > z_k$ the compression of Stokes pulse occurs and its gain is saturated. With the increase in pump intensity above I_{kp} , the SRS efficiency sharply increases and the Stokes pulse duration becomes of the order of pump duration.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 2, 93—98 (1989)

УДК 548.0:532.783

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ УПРУГИХ ПОСТОЯННЫХ
И ШАГА ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОЙ СПИРАЛИ С УЧЕТОМ
КОРРЕЛЯЦИИ МОЛЕКУЛ. I. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

Դ. Ա. ԲԱԴԱԼՅԱՆ

Երևանский государственный университет

Լ. Գ. ԿԱՐԱՄՅԱՆ

Երևանский политехнический институт

(Поступила в редакцию 30 июня 1988 г.)

Построена микроскопическая теория упругих постоянных (модулей Франка) и шага холестерической спирали с учетом эффектов ближнего порядка. Рассмотрен потенциал взаимодействия аксиально-симметричных кривых молекул общего вида, который представляется в виде разложения по вращательным инвариантам. В континуальном пределе, с учетом 1-ой корреляционной поправки к приближению самосогласованного поля в методе термодинамической теории возмущений, получены явные формулы для упругих постоянных и шага спирали, справедливые при произвольной форме короткодействующего потенциала молекул.

Փենոմենոլոգիական տեսություն էլաստիկության և քոլեստերիկական լիքային կրիստալների (ՆՋԿ և ՄՋԿ) ներքին հատկությունների:

ԳԵՐԿԱՐՃ ՄՂՄԱՆ ՉԻՐՊՈՎ ՍՏԻՊՈՂԱԿԱՆ ԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՈՒՄԸ
ԳԻՍՊԵՐՍԻՈՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Բ. Վ. ԿՐԻՃԱՆՈՎՍԿԻ

Աշխատանքում տրված են կոհերենտության տիրույթի Z_k և կրիտիկական ինտենսիվության I_{kp} սահմանումները, որոնք պայմանավորված են մղման դաշտի շիրպով և փոխազդեցության ալիքների խմբային ուղացումներով: Ցույց է տրված, որ $Z > Z_k$ փոխազդեցության երկարությունների դեպքում տեղի է ունենում ստորսի իմպուլսի սեղմում և զործնականում վերանում է նրա ուժեղացումը: Մղման I_{kp} -ից մեծ արժեքների դեպքում ստիպողական կոմբինացիոն ջրման էֆեկտիվությունը կտրուկ աճում է, իսկ ստորսի իմպուլսի տևողությունը դառնում է մղման տևողության կարգի:

SRS OF A CHIRPED PUMP IN A DISPERSIVE MEDIUM

B. V. KRZYZHANOVSKY

The coherent amplification length z_k and the critical intensity I_{kp} caused by pump chirp and by group—delay effect are defined and determined. It is shown that at the distance $z > z_k$ the compression of Stokes pulse occurs and its gain is saturated. With the increase in pump intensity above I_{kp} , the SRS efficiency sharply increases and the Stokes pulse duration becomes of the order of pump duration.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 2, 93—98 (1989)

УДК 548.0:532.783

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ УПРУГИХ ПОСТОЯННЫХ
И ШАГА ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОЙ СПИРАЛИ С УЧЕТОМ
КОРРЕЛЯЦИИ МОЛЕКУЛ. I. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ

Դ. Ա. ԲԱԴԱԼՅԱՆ

Երևանский государственный университет

Լ. Գ. ԿԱՐԱՄՅԱՆ

Երևանский политехнический институт

(Поступила в редакцию 30 июня 1988 г.)

Построена микроскопическая теория упругих постоянных (модулей Франка) и шага холестерической спирали с учетом эффектов ближнего порядка. Рассмотрен потенциал взаимодействия аксиально-симметричных кривых молекул общего вида, который представляется в виде разложения по вращательным инвариантам. В континуальном пределе, с учетом 1-ой корреляционной поправки к приближению самосогласованного поля в методе термодинамической теории возмущений, получены явные формулы для упругих постоянных и шага спирали, справедливые при произвольной форме короткодействующего потенциала молекул.

Феноменологическая теория упругости нематических и холестерических жидких кристаллов (НЖК и ХЖК) в настоящее время считается

вполне завершенной см., напр., [1]). Существует и ряд микроскопических теорий упругих свойств НЖК [2—6] и ХЖК [7—11]. Все эти теории основаны на приближении самосогласованного поля (ПСП). Между тем известно, что ПСП не объясняет ряд явлений, наблюдаемых в ЖК-состоянии. Последнее обстоятельство связано с пренебрежением корреляцией между ориентациями, а также положениями центров инерции молекул (эффектами ближнего порядка).

Следует отметить, что в работах [5, 12] получены формулы, которые в общем виде устанавливают связь между модулями Франка НЖК и прямой корреляционной функцией Орнштейна-Цернике. Однако конкретное применение этих формул пока не вывело микроскопическую теорию за рамки ПСП [5].

В настоящей статье предпринята попытка учесть влияние корреляции молекул на модули Франка и шаг спирали холестерика методами термодинамической теории возмущений. Соответствующая теория является распространением подхода, развитого ранее для описания ориентационного порядка в НЖК [13].

Для описания ЖК-состояния используем модель решеточного газа: центры инерции молекул располагаются по узлам некоторой пространственной решетки со сколь угодно малым размером периода: часть узлов остается вакантной. Молекулы в узлах решетки могут принимать произвольные ориентации, характеризующиеся единичными векторами $\mathbf{a}_p = (\sin \theta_p \cos \varphi_p, \sin \theta_p \sin \varphi_p, \cos \varphi_p)$, где p — номер узла, θ_p, φ_p — сферические углы вектора \mathbf{a}_p . Парные энергии взаимодействия молекул, находящихся в узлах p, q и имеющих ориентации $\mathbf{a}_p, \mathbf{a}_q$ соответственно, определяются величинами $V_{\mathbf{a}_p \mathbf{a}_q}(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_q)$ \mathbf{r}_p — радиус-вектор положения центра инерции молекулы). Принимается, что $V_{\mathbf{a}_p \mathbf{a}_q} = V_{-\mathbf{a}_p \mathbf{a}_q}$ (ориентации \mathbf{a} и $-\mathbf{a}$ эквивалентны).

Конфигурационная свободная энергия для описанной модели ЖК получена в общем виде в [13] вплоть до членов четвертого порядка разложения согласно термодинамической теории возмущений. Соответствующее выражение является функционалом величин $f_{\mathbf{a}_p}(\mathbf{r}_p)$ — одночастичной функции распределения молекул, связанной с вероятностью нахождения молекулы в узле p в малом телесном угле $d\mathbf{a}_p$ вокруг \mathbf{a}_p . В идеальном кристалле нематика молекулы в среднем ориентированы вдоль директора \mathbf{n} . Функции f не зависят от пространственных координат и обладают аксиальной симметрией относительно $\mathbf{n} = -\mathbf{n}$, так что $f_{\mathbf{a}_p}(\mathbf{r}_p) = f(\mathbf{a} \cdot \mathbf{n})$. В ориентационно-неоднородном ЖК направления директора в различных точках отличаются друг от друга. Но и в этом случае можно считать (отвлекаясь от слабой двуосности ХЖК), что функция распределения в каждом узле p обладает полной симметрией вращения относительно локального директора \mathbf{n}_p : $f_{\mathbf{a}_p}(\mathbf{r}_p) = f(\mathbf{a}_p \cdot \mathbf{n}_p)$. Таким образом, свободная энергия неоднородного ЖК с учетом, например, первой корреляционной поправки будет иметь вид:

$$F = F_{\text{псп}} - (4T)^{-1} \sum_{p \neq q} \int d\mathbf{a}_p d\mathbf{a}_q d\mathbf{b}_p d\mathbf{b}_q V_{\mathbf{a}_p \mathbf{a}_q}(p, q) V_{\mathbf{b}_p \mathbf{b}_q}(p, q) \times \\ \times f(\mathbf{a}_p \cdot \mathbf{n}_p) f(\mathbf{a}_q \cdot \mathbf{n}_q) \cdot (\Delta(\mathbf{a}_p - \mathbf{b}_p) - f(\mathbf{b}_p \cdot \mathbf{n}_p)) \cdot (\Delta(\mathbf{a}_q - \mathbf{b}_q) - f(\mathbf{b}_q \cdot \mathbf{n}_q)), \quad (1)$$

где

$$F_{\text{всп}} = T \sum_p \int da_p f(\mathbf{a}_p \mathbf{n}_p) \ln f(\mathbf{a}_p \mathbf{n}_p) + \frac{1}{2} \sum_{p \neq q} da_p da_q V_{\mathbf{a}_p \mathbf{a}_q}(p, q) f(\mathbf{a}_p \mathbf{n}_p) f(\mathbf{a}_q \mathbf{n}_q) \quad (2)$$

— свободная энергия ЖК в ПСП; последнее слагаемое в (1) описывает эффекты ближнего порядка $V(p, q) \equiv V(\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_q)$; T — температура в энергетических единицах; $da = \sin \theta d\theta d\zeta$; $\Delta(a - b)$ — дельта-функция. Имеет место дополнительное условие

$$\int da_p f(\mathbf{a}_p \mathbf{n}_p) = C \quad (\text{для всех } p = 1, 2, \dots, N), \quad (3)$$

где C — концентрация молекул, N — полное число узлов решетки.

Представим парную энергию взаимодействия молекул ХЖК в виде инвариантного разложения

$$-V_{\mathbf{a}_p \mathbf{a}_q}(p, q) = \sum_{l_1, l_2, j} U_{l_1, l_2, j}(p, q) S_{l_1, l_2, j}(\omega_p, \omega_q, \omega_{pq}), \quad (4)$$

где $U_{l_1, l_2, j}$ — функции, зависящие только от расстояния между центрами инерции молекул, $S_{l_1, l_2, j}$ — вращательные инварианты [14]:

$$S_{l_1, l_2, j} = i^{l_1 - l_2 - j} \sum_{m_1, m_2, m} \binom{l_1 l_2 j}{m_1 m_2 m} D_{m_1, 0}^{l_1*}(\omega_p) D_{m_2, 0}^{l_2*}(\omega_q) D_{m, 0}^{l_1}(\omega_{pq}), \quad (5)$$

где D_{mk}^l — обобщенная сферическая функция¹⁾, выражение в круглых скобках — «3j» — символ; $\omega_p = (\theta_p, \varphi_p)$; $\omega_{pq} = (\theta_{pq}, \varphi_{pq})$, $\theta_{pq}, \varphi_{pq}$ — сферические углы вектора $\mathbf{r}_{pq} = \mathbf{r}_q - \mathbf{r}_p$; $l_1, l_2 = 0, 2, 4, \dots$; суммирование по j производится по целым числам, удовлетворяющим условию треугольника: $|l_1 - l_2| \leq j \leq l_1 + l_2$.

Далее мы будем пренебрегать корреляцией между ориентациями и положениями центров инерции молекул. Это предположение приводит к приближенному равенству

$$f(\mathbf{a}_p \mathbf{n}_p) \approx C f^0(\mathbf{a}_p \mathbf{n}_p), \quad (6)$$

где $f^0(\mathbf{a}_p \mathbf{n}_p)$ — плотность вероятности ориентации \mathbf{a}_p при условии, что узел занят молекулой. Функции f^0 можно разложить в ряд по полиномам Лежандра

$$f^{(0)}(\mathbf{a}_p \mathbf{n}_p) = (4\pi)^{-1} \sum_{l=0}^{\infty} (4l+1) \eta_{2l} P_{2l}(\mathbf{a}_p \mathbf{n}_p), \quad (7)$$

где η_{2l} — параметры ориентационного дальнего порядка. Подставляя (4)–(7) в (1) и воспользовавшись условием (3) получим

$$F = CT \sum_p \int da_p f^0(\mathbf{a}_p \mathbf{n}_p) \ln f^0(\mathbf{a}_p \mathbf{n}_p) - \frac{1}{2} C^2 \sum_L W_L(p, q) S_L(\Omega_p, \Omega_q, \omega_{pq}) \eta_{l_1} \cdot \eta_{l_2}, \quad (8)$$

¹ Здесь и в дальнейшем, в определении специальных функций и символов квантовой теории углового момента, мы следуем [15].

где индекс L , для краткости, заменяет тройку индексов (l_1, l_2, j) ; $\Omega_p = (\theta_p, \Phi_p)$; θ_p, Φ_p — сферические углы вектора \mathbf{p}_p ;

$$W_L(p, q) = U_L(p, q) + (2T)^{-1} \cdot d_L \cdot \sum i^s \cdot U_L \cdot (p, q) U_L''(p, q) \times$$

$$\times \sigma_{l_1' l_1''} \cdot \sigma_{l_2' l_2''} \cdot \begin{pmatrix} l_1' & l_1'' & l_1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_2' & l_2'' & l_2 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j' & j'' & j \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_1' & l_1'' & l_1 \\ l_2' & l_2'' & l_2 \\ j' & j'' & j \end{pmatrix} \quad (9)$$

где

$$d_L = i^{l_1 - l_2 - j} \cdot (2l_1 + 1)(2l_2 + 1)(2j + 1); \quad \varepsilon = l_1' - l_2' - j' + l_1'' - l_2'' - j'';$$

$$\sigma_{l_s' l_s''} = 1 - C \eta_{l_s'} \cdot \eta_{l_s''} \cdot \eta_{l_s}^{-1}, \quad s = 1, 2;$$

выражение в фигурных скобках — « $9j$ » — символ. Суммирование по $l_1', l_1'', l_2', l_2'' = 0, 2, 4, \dots$ и j', j'' в (9) производится таким образом, чтобы тройки аргументов « nj » — символов (l_1', l_1'', l_1) , (l_2', l_2'', l_2) , (j', j'', j) , (L') , (L'') , (L) удовлетворяли условиям треугольника.

Выражение (8) справедливо для ориентационных неоднородностей произвольного пространственного масштаба, в том числе и для тех, которые соизмеримы с межмолекулярными расстояниями. Принимая, что в ХЖК эти неоднородности меняются медленно, а их линейные размеры много больше, чем радиус действия потенциала межмолекулярного взаимодействия, можно в (8) перейти к непрерывному приближению. Сравнение получающегося при этом выражения с формулой для макроскопической энергии упругих искажений ХЖК (см. [1]) дает возможность вычислить модули Франка и шаг спирали из микроскопических величин. С этой целью рассмотрим в (8) энергию взаимодействия, зависящую от узлов p и q . Из-за короткодействующего характера межмолекулярных сил эти точки должны быть близкими. Соответственно сферические углы Ω_p и Ω_q ориентаций директора лишь незначительно могут отличаться друг от друга. Выберем, как обычно, локальную декартовую систему координат xyz с центром в узле p и направим ось z вдоль \mathbf{p}_p . Направление \mathbf{p}_q выберем в плоскости xz (это не ограничивает общности рассмотрения). Разложим S_L в ряд по малому углу $\delta\theta_{pq} = \theta_q - \theta_p$ ($\Phi_p = \Phi_q = 0$), а $\theta_q \equiv \theta(r_q)$ — по степеням $r_{q\mu}$ ($\mu = x, y, z$) и удержим в конечной формуле только члены первой и второй степени по $r_{q\mu}$. Подставляя полученное выражение в (9), заменим суммирование по q равнозначным интегрированием с радиальной функцией распределения узлов „решетки“ ЖК

$$\rho(R) = (4\pi R^2)^{-1} \cdot \sum_k \nu_k \Delta(R - R_k),$$

где R_k — радиус k -ой координационной сферы (k — номер сферы), ν — число узлов на сфере. Пренебрегая членами, которые дают вклад лишь в поверхностную энергию, получим общие равенства:

$$\begin{aligned} \sum_q W_L(|\mathbf{r}_q|) S_L(\Omega_p, \Omega_q, \omega_{pq}) &= W_L^{(0)} \alpha_{l_1} \cdot \delta_{l_1 l_2} \cdot \delta_{j_0} + \\ + W_L^{(1)} \cdot \beta^L \cdot n_p \operatorname{rot} n_p + W_L^{(2)} \cdot (\gamma_1^L (\operatorname{div} n_p)^2 + \gamma_2^L (n_p \operatorname{rot} n_p)^2 + \gamma_3^L [n_p \operatorname{rot} n_p]^2), \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$W_L^{(s)} = \sum_k v_k W_L(R_k) \cdot R_k^s, \quad \alpha_l = \frac{1}{\sqrt{2l+1}}, \quad \delta_{ij} - \text{символ Кронекера,}$$

$$\beta^L = \sqrt{\frac{\lambda_1}{3}} \cdot \begin{pmatrix} l_1 & l_1 & 1 \\ 0 & -1 & 1 \end{pmatrix} \cdot \delta_{l_1 l_2} \cdot \delta_{j_1}, \quad (11)$$

$$-10^L = \lambda_2 (i^{l_1 - l_2} \cdot g_1^{l_1 l_2} \cdot \delta_{j_2} + 5\alpha_{l_1} \cdot \delta_{l_1 l_2} \cdot \delta_{j_0}). \quad (12)$$

В (11), (12) введены обозначения

$$g_1^{l_1 l_2} = J_0 + \tau J_1 + \chi J_2; \quad g_2^{l_1 l_2} = J_0 - \chi J_2; \quad g_3^{l_1 l_2} = -2J_0 - \tau J_1, \\ \tau = \frac{2}{\sqrt{\lambda_2}}, \quad \chi = \sqrt{\frac{3\lambda_2 - 1}{2\lambda_2}}; \quad 6\lambda_s = l_s(l_s + 1); \quad J_s = \begin{pmatrix} l_1 & l_2 & 2 \\ 0 & s & -s \end{pmatrix}.$$

Численные значения отличных от нуля коэффициентов β^L , γ_i^L , при $l_1, l_2 = 0, 2, 4$, следующие:

$$\sqrt{30} \beta^{221} = 1; \quad 9 \cdot \beta^{441} = \sqrt{5}; \quad 2 \cdot \sqrt{5} \gamma_i^{220} = -1; \quad 9 \cdot \gamma_i^{440} = -5, \quad (i=1, 2, 3),$$

$$-10 \cdot \gamma_1^{222} = 5 \cdot \gamma_2^{222} = -10 \cdot \gamma_3^{222} = 4 \cdot \gamma_1^{242} = 12 \cdot \gamma_2^{242} = -3 \gamma_3^{242} = 2/\sqrt{70},$$

$$-\gamma_1^{442}/13 = \gamma_2^{442}/47 = -\gamma_3^{442}/34 = 1/18 \cdot \sqrt{385}; \quad \gamma_i^{l_1 l_2 j} = \gamma_i^{l_2 l_1 j}.$$

Используя (10) и пренебрегая в (8) зависимостью энтропийной энергии от искажений поля директора, получим свободную энергию упруго-деформированного ХЖК

$$F = F_n + F_{\text{деф}}, \quad (13)$$

где

$$\frac{F_n}{N} = CT \int d\mathbf{a}_p f^0(\mathbf{a}_p, \mathbf{n}_p) \ln f^0(\mathbf{a}_p, \mathbf{n}_p) - \frac{1}{2} C^2 \cdot \sum_{l_1} \alpha_{l_1} W_{l_1 l_2 0}^{(0)} \cdot \eta_{l_1}^2 \quad (14)$$

— свободная энергия (на один узел) недеформированного кристалла:

$$f^0(\mathbf{a}_p, \mathbf{n}_p) = A \exp \left[CT^{-1} \sum_{l_1} \alpha_{l_1} \left(W_{l_1 l_2 0}^{(0)} \cdot \eta_{l_1} + \frac{1}{2} \eta_{l_1}^2 \cdot \frac{\partial W_{l_1 l_2 0}^{(0)}}{\partial \eta_{l_1}} \right) P_{l_1}(\mathbf{a}_p, \mathbf{n}_p) \right], \quad (15)$$

где A — константа нормировки (определяется из (3), (6)),

$$\eta_{l_1} = \int d\mathbf{a}_p f^0(\mathbf{a}_p, \mathbf{n}_p) P_{l_1}(\mathbf{a}_p, \mathbf{n}_p), \quad l_1 = 0, 2, 4, \dots \quad (16)$$

$F_{\text{упр}}$ — упругая энергия ХЖК с модулями Франка

$$K_i = -\rho_0 C^2 \sum_L W_L^{(2)} \cdot \gamma_i^L \eta_{l_1} \cdot \eta_{l_2}, \quad i = 1, 2, 3 \quad (17)$$

и псевдоскалярным коэффициентом

$$Q = 2 \left(\frac{K \cdot 2\pi}{H} \right) = -\rho_0 C^2 \sum W_L^{(1)} \cdot \beta^L \cdot \eta_{l_1} \cdot \eta_{l_2}, \quad (18)$$

где H — шаг спирали, $\rho_0 = N/V$, V — объем кристалла.

В частном случае, когда молекулы не являются киральными, все коэффициенты $U_L(R)$ с нечетным индексом j , будучи псевдоскалярами, об-

ращаются в нуль, $Q = 0$, $H = \infty$ и формулы (17) определяют упругие постоянные НЖК.

Таким образом, равенства (14)—(18) в общей форме решают поставленную задачу вычисления упругих свойств НЖК и ХЖК с учетом эффектов ближнего порядка. Приложение полученных здесь формул к конкретным системам будет рассмотрено в следующей публикации.

Авторы выражают благодарность А. Р. Мкртчяну за внимание к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Де Жен П. Физика жидких кристаллов, Изд. Мир, М., 1977.
2. Nehring J., Saure A. J. Chem Phys., 56, 5527 (1972).
3. Priest. R. G. Phys. Rev., A7, 720 (1973).
4. Stralag J. P. Phys. Rev., A8, 2181 (1973).
5. Poniswierski A., Stecki J. Mol. Phys., 38, 1931 (1979).
6. Gelbart W. M., Ben-Shaul A. J. Chem. Phys., 77, 916 (1982).
7. Goosens W. J. A. Phys. Lett., 31A, 413 (1970).
8. Van der Meer B. W., Vertogen G., Dekker A. J., Ypma J. G. J. J. Chem. Phys., 65, 3935 (1976).
9. Litn—Lita Y. R. et al. Phys. Rev., A14, 445 (1976); A15, 2550 (1977).
10. Лусецкий Л. Н., Тущенко В. Г. В кн.: Холестерические жидкие кристаллы. Новосибирск, Изд. СО АН СССР, 1976, стр. 14.
11. Van der Meer B. W., Vertogen G. In: The Molecular Physics of Liquid Crystals L., N, Y., San Francisco Academic Press, 1979, p. 149.
12. Lipkin M. D., Rice S. A., Mohanty U. J. Chem. Phys., 82, 472 (1985).
13. Бадалян Д. А., Хачатурян А. Г. Кристаллография, 22, 677 (2977); J. Phys. Chem. Solids, 39, 711 (1978).
14. Stone A. J. Mol. Phys., 36, 241 (1978).
15. Варшавович Д. А., Москалев Л. Н., Херсонский В. К. Квантовая теория углового момента, Изд. Наука, Л., 1975.

ԱՌԱՋԳԱԿԱՆ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆՆԵՐԻ ԵՎ ԽՈՒՆՍՏԵՐԻՆԱՅԻՆ ՊԱՐՈՒՅՐԻ ՔԱՅԼԻ
ՎԻՃԱԿԱԳՐԱԿԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ ՄՈՒՆԿՈՒՆՆԵՐԻ ԿՈՌԵԼՅԱՑԻՍՅԻ
ՀԱՇՎԱՌՄԱՄԲ I. ՀԻՄՆԱԿԱՆ ԲԱՆԱՁԵՎԵՐ.

Դ. Ա. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Լ. Գ. ՔԱՐԱՄՅԱՆ

Կառուցված է վիճակագրական տեսություն, որը հաշվի է առնում մոլեկուլների կոռելյացիան նեմատիկ և խոլեստերիկային հեղուկ բյուրեղներում: Այն իրենից ներկայացնում է թերմոդինամիկական խոտորումների տեսության մի տարբերակ: Դիտարկված է տարածական պերտուրբաների նկատմամբ ինվարիանտ միջմոլեկուլային փոխազդեցության պոտենցիալը: Ստացված են բյուրեղի ազատ էներգիան, խոլեստերիկային պարուրի քայլը, ինչպես նաև առաձգական հաստատունները:

STATISTICAL THEORY OF ELASTIC CONSTANTS AND CHOLESTERIC PITCH WITH DUE REGARD FOR CORRELATION OF MOLECULES 1. BASIC FORMULAS

D. A. BADALYAN, L. G. KARAMYAN

A statistical theory taking into account short-range effects in a cholesteric liquid crystal is proposed. This approach is a variant of the theory of thermodynamical perturbations. The potential of intermolecular interaction that is invariant under the rotation group was considered. The Helmholtz free energy, the cholesteric pitch as well as the Frank elastic constants were obtained.

УДК 621.378.325

ТЕОРИЯ МНОГОМОДОВОГО ТОНКОСЛОЙНОГО
УСИЛИТЕЛЯ—ГЕНЕРАТОРА

Г. В. АРУТЮНЯН, Г. П. ДЖОТЯН, Г. Р. САРКИСЯН

НПО «Лазерная техника»

(Поступила в редакцию 28 мая 1988 г.)

Исследована конкуренция мод в тонкослойном усилителе-генераторе. Показана возможность захвата собственных генерирующих мод системы при инжекции одного или нескольких внешних сигналов.

В современной лазерной технике в целях стабилизации частоты, повышения выходной мощности и спектральной яркости лазерного излучения применяется инжекция внешнего сигнала в активную среду лазера [1—9]. Практический интерес с точки зрения интегральной оптики представляет исследование инжекции внешнего излучения в квазиволноводный лазер (КТЛ), представляющий собой тонкий плоско-параллельный слой лазерно-активного вещества с показателем преломления n_2 , заключенный между двумя пассивными диэлектрическими средами с показателями преломления n_1 и n_3 с необходимым условием $n_2 < n_1, n_3$ [10]. В работе [11] была показана возможность возникновения неоднозначной зависимости интенсивности прошедшей через слой волны от интенсивности волны, падающей на слой в режиме насыщения усиления. Случай взаимодействия двух волн, введенных в активный слой квазиволноводного усилителя-генератора, был исследован в работе [12], в которой была показана возможность управления выходными параметрами одной из волн при помощи изменения входных параметров другой, вплоть до захвата пространственной моды генерации. Возможность получения при помощи инжекции внешнего сигнала пучков с дифракционной расходимостью была показана в работе [13].

В настоящей работе исследован случай возбуждения лазерно-активного многомодового квазиволноводного слоя (КС) и рассмотрена конкуренция инжектируемых сигналов и собственных генерирующих мод системы. Тем самым проведено обобщение теории, развитой в [12] на случай произвольного числа инжектируемых волн и мод генерации КТЛ.

1. Рассмотрим взаимодействие в лазерно-активном КС с учетом расстройек резонанса N E -поляризованных (векторы напряженностей электрических полей направлены перпендикулярно плоскости падения волн) плоских монохроматических волн с частотами ω_n и углами инжекции (выхода) θ_n ($n = 1, 2, \dots, N$).

Волновое уравнение в активном слое в режиме насыщения и с учетом формы линии активного перехода в стационарном режиме взаимодействия имеет вид:

$$\left(\Delta + \frac{\omega_n^2}{c^2} n_2^2\right) E_n = i \frac{\omega_n}{c} \frac{\alpha_{1n} + i\alpha_{2n}}{F} E_n, \quad (1.1)$$

где α_{1n} — коэффициент усиления n -ой волны, величина $F = 1 + \gamma^2 |E|^2$ определяет закон насыщения $\left(E = \sum_{n=1}^N E_n\right)$, γ — параметр насыщения.

Форма линии активного перехода учитывается коэффициентами

$$\alpha_{2n} = \frac{2\varepsilon_n}{\Gamma} \alpha_{1n} = \frac{\varepsilon_n \Gamma / 2}{\varepsilon_n^2 + \Gamma^2 / 4} \alpha_0, \quad (1.2)$$

где расстройка резонанса n -ой волны $\varepsilon_n = \omega_n - \omega_0$, α_0 — коэффициент усиления при точном резонансе, Γ — ширина линии активного перехода.

Представим поле в активном слое в виде

$$E_n = A_n(z) \exp\left(i \frac{\omega_n}{c} k_{2n} z\right) + B_n(z) \exp\left(-i \frac{\omega_n}{c} k_{2n} z\right), \quad (1.3)$$

где

$$k_{2n} = k_2(\theta_n) = \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_n}.$$

Подставив (1.3) в (1.1), получим для безразмерных амплитуд

$a_n = \gamma A_n$ и $b_m = \gamma B_m$ следующие уравнения:

$$\frac{da_n}{dz} = \frac{n_2}{2k_{2n}} \cdot \frac{\alpha_{1n} + i\alpha_{2n}}{F} a_n, \quad n, m = 1, 2, \dots, N \quad (1.4)$$

$$-\frac{db_m}{dz} = \frac{n_2}{2k_{2m}} \cdot \frac{\alpha_{1m} + i\alpha_{2m}}{F} b_m.$$

Переходя к интенсивностям, будем иметь

$$\begin{aligned} \dot{I}_n &= |a_n|^2 \quad \text{и} \quad \dot{I}_m = |b_m|^2, \\ \frac{d\dot{I}_n}{dz} &= \beta_n \frac{\dot{I}_n}{F}, \quad -\frac{d\dot{I}_m}{dz} = \beta_m \frac{\dot{I}_m}{F}, \end{aligned} \quad (1.5)$$

где

$$\beta_m = \frac{\Gamma^2 / 4}{\varepsilon_m^2 + \Gamma^2 / 4} \cdot \frac{n_2 \alpha_0}{k_{2m}}.$$

Из систем уравнений (1.4) и (1.5) следует ряд соотношений — интегралов движения:

$$\begin{aligned} \dot{I}_n \dot{I}_m^{nm} &= C_{nm}^{(1)} \quad (a), \\ \dot{I}_n / \dot{I}_m^{nm} &= C_{nm}^{(2)} \quad (b), \\ \dot{I}_n / \dot{I}_m^{nm} &= C_{nm}^{(3)} \quad (b), \end{aligned} \quad (1.6)$$

а также, что $a_n(L)/a_n(0) = \xi_n^{\frac{1}{2}} \left(1 + i \frac{\alpha_{2n}}{\alpha_{1n}}\right)$,

где $\xi_n = \overset{+}{I}_n(L) / \overset{+}{I}_n(0)$ — усиление n -ой волны за одно прохождение через активный КС, $\eta_{nm} = \frac{\beta_n}{\beta_m} = \frac{\varepsilon_m^2 + \Gamma^2/4}{\varepsilon_n^2 + \Gamma^2/4} \cdot \frac{k_{2m}}{k_{2n}}$, $C_{nm}^{(1,2,3)}$ — константы, определяемые граничными условиями.

Решим уравнения (1.5), используя интегралы движения (1.6) и учитывая граничные условия непрерывности тангенциальных компонент электрических и магнитных составляющих поля на поверхности раздела $z = 0$ и $z = L$. Для параметра усиления ξ_m произвольной m -ой моды получаем следующее трансцендентное уравнение:

$$\ln \xi_m + \sum_{n=1}^N \frac{\eta_{nm}}{4} \frac{\xi_n - 1}{\xi_n} \left(1 + \frac{k_{1n}}{k_{2n}}\right)^2 (1 + \xi_n P_n) I_{np}^{(n)} = \beta_m L, \quad (1.7)$$

где $I_{np}^{(n)} = 4 \left(1 \pm \frac{k_{1n}}{k_{2n}}\right)^{-2} \overset{+}{I}_n(L)$, как это следует из граничных условий, $P_n = (k_{2n} - k_{1n})^2 / (k_{2n} + k_{1n})^2$, $k_{1n} = n_1 \cos \theta_n$. Полученное уравнение является обобщением соответствующих уравнений для параметра усиления ξ в работах [11], [12]. Для соответствующих коэффициентов прохождения $T_m = I_{np}^{(m)} / I_0^{(m)}$ получаем:

$$T_m = \frac{\xi_m (1 - P_m)^2}{(P_m \xi_m - 1)^2 + 4 P_m \xi_m \sin^2 Q_m / 2}, \quad m = 1, 2, \dots, N,$$

где

$$Q_m = \frac{\alpha_{2m}}{\alpha_{1m}} \ln \xi_m + 2 \frac{\omega_m}{c} k_{2m} L.$$

2. Пороговым условием генерации на m -ой моде КС является условие равенства нулю знаменателя в T_m (см. также [11]), откуда следует, что

$$Q_m = 2\pi m \quad (a), \quad (2.1)$$

$$\xi_m = \frac{1}{P_m} \quad (б).$$

Условие (а) соответствует тому, что рассматриваемая волна является m -ой собственной модой квазиволноводного слоя. Условие (б) определяет пороговое усиление для генерации системы. Учитывая, что $\alpha_{2m} / \alpha_{1m} = 2\varepsilon_m / \Gamma$, условие (2.1) можно записать в следующем виде

$$\frac{\varepsilon_m}{\Gamma} \ln \xi_m + \frac{\omega_0 + \varepsilon_m}{c} k_{2m} L = \pi m.$$

В случае одновременной генерации на нескольких модах, кроме условий (2.1) должно выполняться следующее из (1.6 б) условие

$$\frac{1}{\beta_m} \ln \frac{1}{P_m} = \frac{1}{\beta_n} \ln \frac{1}{P_n},$$

которое задает соответствие между частотно-угловыми распределениями генерируемых мод.

3. Перейдем к рассмотрению конкуренции мод в многомодовом усилителе-генераторе. Предположим, что лазерно-активный слой генерирует N мод. Тогда уравнение (1.7) принимает следующий вид:

$$2 \frac{n_1}{n_2} \sum_{n=1}^N \frac{\cos \theta_n}{\alpha_{1n}} I_{np}^{(n)} = L - \frac{1}{\beta_m} \ln \frac{1}{P_m},$$

или с учетом (1.2):

$$8 \frac{n_1}{n_2} \frac{1}{\alpha_0 \Gamma^2} \sum_{n=1}^N \cos \theta_n (\varepsilon_n^2 + \Gamma^2/4) I_{np}^{(n)} = L - \frac{1}{\beta_m} \ln \frac{1}{P_m}. \quad (3.1)$$

В случае инжекции внешнего сигнала имеем вместо (3.1):

$$2 \frac{n_1}{n_2} \sum_{n=1}^N \frac{\cos \theta_n}{\alpha_{1n}} I_{np}^{(n)} = L - \frac{1}{\beta_0} \ln \xi_0 - \frac{1}{4\beta_0} \frac{\xi_0 - 1}{\xi_0} \left(1 + \frac{k_{10}}{k_{20}}\right)^2 (1 + \xi_0 P_0) T_0 I_0$$

где $T_0 = T(\xi_0)$ и индексом «0» обозначены соответствующие параметры инжектируемого сигнала.

Отсюда следует, что при достижении критической интенсивности

$$I_0^{kp} = 4\xi_0 \frac{\beta_0 L - \ln \xi_0}{(\xi_0 - 1) \left(1 + \frac{k_{10}}{k_{20}}\right)^2 (1 + \xi_0 P_0) T_0}$$

выходные интенсивности $I_{np}^{(n)}$ ($n = 1, 2, \dots, N$) становятся равными нулю. Нетрудно заметить, что аналогичный результат можно получить в случае двух или нескольких инжектируемых сигналов.

Особенностью исследованного в настоящей работе усилителя-генера-

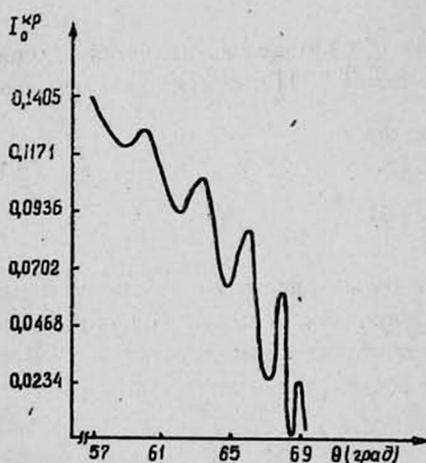


Рис. 1. График зависимости критической интенсивности инжектируемой волны от угла инжекции при $L = 3,5 \times 10^{-6}$ м, $n_1 = 1,458$; $n_2 = 1,365$; $\alpha_0 = 25000$ м⁻¹.

тора является то, что каждая мода содержит весь спектр люминесценции активного вещества, т. е. одна и та же частота распространяется в нескольких дискретных направлениях (число которых определяется толщиной слоя L).

Возможность захвата генерируемых мод, указанная выше, может быть использована для управления выходной интенсивностью, направлением излучения, а также для стабилизации частоты излучения. На рис. 1 приведен график зависимости критической интенсивности от угла инжекции.

Следует отметить, что в режиме усиления каждая мода обладает би-стабильной зависимостью выходной интенсивности от входной [11], [12], что позволяет предложить данную систему как оптический многоканальный элемент памяти.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г. и др. Труды ФИАН, 31, 74 (1965);
Ораевский А. Н., Успенский А. В., там же, стр. 96.
2. Bjorkholm J. E., Danielmeyer H. G. Appl. Phys. Lett., 15, 171 (1969).
3. Абдуллин У. А. и др. Квантовая электроника, 11, 800 (1984).
4. Spencer M. B., Lamb W. J. Phys. Rev., A5, 884 (1972).
5. Ganiel U., Hardy A., Treves D. IEEE J. Quantum Electronics, QE-12, 704 (1976).
6. Flamant R., Megie G. IEEE J. Quantum Electronics, QE-16, 653 (1980).
7. Blit S., Ganiel V., Treves D. Appl. Phys., 12, 69 (1977).
8. Chou W. W. Opt. Lett., 7, 417 (1982).
9. Chou W. W. IEEE J. Quantum Electron., QE-19, 243 (1983).
10. Арутюнян В. М., Джотян Г. П., Карменян А. В. Изв. АН АрмССР, Физика, 15, 379 (1980).
11. Арутюнян Г. В., Джотян Г. П. Изв. АН АрмССР, Физика, 19, 286 (1984).
12. Arutyunyan G. V., Djotyan G. P., Kesthelyi T. Preprint of technical University of Budapest, BTU-1984-04
13. Arutyunyan V. M. et. al. Opt. Commun., 52, 114 (1984).

ԲԱԶՄԱՄՈՒԿԱՅԻՆ ՆՈՒՐԲ-ԹԱՂԱՆԹԱՅԻՆ ՈՒԺԵՂԱՑՈՒՑԻԶ-ԳԵՆԵՐԱՏՈՐԻ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ

Գ. Վ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Գ. Պ. ԶՈԹՅԱՆ, Գ. Ռ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Հետազոտված է մոդաների մրցակցությունը նուրբ-թաղանթային ուժեղացուցիչ-գեներատորում ծուլց է տրված համակարգի սեփական մոդաների ճնշման հնարավորությունը մեկ կամ մի քանի արտաքին ազդանշանների ինժեկցիայի միջոցով:

THE THEORY OF MULTIMODE THIN-FILM AMPLIFIER-OSCILLATOR

G. V. ARUTYUNYAN, G. P. DZOTYAN, G. P. SARKISYAN

The mode competition in a thin-film amplifier-oscillator is investigated and the possibility of eigenmode locking with the help of one or few injected signals is shown.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 2, 103—106 (1989)

УДК 621.372

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ВОЗБУЖДЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ШАРА КОЛЬЦЕВЫМ ТОКОМ

Г. Г. КАРАПЕТЯН

(Поступила в редакцию 20 мая 1988 г.)

Приведены результаты расчета электромагнитных характеристик диэлектрического шара, возбуждаемого переменным током, текущим по кольцевому проводу.

Следует отметить, что в режиме усиления каждая мода обладает би-стабильной зависимостью выходной интенсивности от входной [11], [12], что позволяет предложить данную систему как оптический многоканальный элемент памяти.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г. и др. Труды ФИАН, 31, 74 (1965);
Ораевский А. Н., Успенский А. В., там же, стр. 96.
2. Bjorkholm J. E., Danielmeyer H. G. Appl. Phys. Lett., 15, 171 (1969).
3. Абдуллин У. А. и др. Квантовая электроника, 11, 800 (1984).
4. Spencer M. B., Lamb W. J. Phys. Rev., A5, 884 (1972).
5. Ganiel U., Hardy A., Treves D. IEEE J. Quantum Electronics, QE-12, 704 (1976).
6. Flamant R., Megie G. IEEE J. Quantum Electronics, QE-16, 653 (1980).
7. Blit S., Ganiel V., Treves D. Appl. Phys., 12, 69 (1977).
8. Chou W. W. Opt. Lett., 7, 417 (1982).
9. Chou W. W. IEEE J. Quantum Electron., QE-19, 243 (1983).
10. Арутюнян В. М., Джотян Г. П., Карменян А. В. Изв. АН АрмССР, Физика, 15, 379 (1980).
11. Арутюнян Г. В., Джотян Г. П. Изв. АН АрмССР, Физика, 19, 286 (1984).
12. Arutyunyan G. V., Djotyan G. P., Kesthelyi T. Preprint of technical University of Budapest, BTU-1984-04
13. Arutyunyan V. M. et. al. Opt. Commun., 52, 114 (1984).

ԲԱԶՄԱՄՈՒԿԱՅԻՆ ՆՈՒՐԲ-ԹԱՂԱՆԹԱՅԻՆ ՈՒԺԵՂԱՑՈՒՑԻԶ-ԳԵՆԵՐԱՏՈՐԻ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ

Գ. Վ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Գ. Պ. ԶՈԹՅԱՆ, Գ. Ռ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Հետազոտված է մոդաների մրցակցությունը նուրբ-թաղանթային ուժեղացուցիչ-գեներատորում ծույց է տրված համակարգի սեփական մոդաների ճնշման հնարավորությունը մեկ կամ մի քանի արտաքին ազդանշանների ինժեկցիայի միջոցով:

THE THEORY OF MULTIMODE THIN-FILM AMPLIFIER-OSCILLATOR

G. V. ARUTYUNYAN, G. P. DZOTYAN, G. P. SARKISYAN

The mode competition in a thin-film amplifier-oscillator is investigated and the possibility of eigenmode locking with the help of one or few injected signals is shown.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 2, 103—106 (1989)

УДК 621.372

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ВОЗБУЖДЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ШАРА КОЛЬЦЕВЫМ ТОКОМ

Г. Г. КАРАПЕТЯН

(Поступила в редакцию 20 мая 1988 г.)

Приведены результаты расчета электромагнитных характеристик диэлектрического шара, возбуждаемого переменным током, текущим по кольцевому проводу.

Диэлектрические тела из материалов с $\epsilon = 40-100$ и $\lg \delta = 10^{-3}-10^{-4}$ являются миниатюрными резонаторами электромагнитных колебаний, широко применяющимися на практике. При отсутствии экранирующих поверхностей электромагнитные колебания здесь частично преобразуются в электромагнитные волны и излучаются. Представляет интерес расчет характеристик излучения для определения возможностей использования таких резонаторов в качестве антенн.

В настоящей работе теоретически исследуется излучение диэлектрического шара, возбуждаемого кольцевым током. Выбор данной модели обусловлен существованием точного аналитического решения задачи о собственных колебаниях диэлектрического шара [1], в отличие от диэлектрических тел формы цилиндра, призмы и др.

Пусть диэлектрический шар радиуса a возбуждается переменным током $I = I_0 e^{i\omega t}$, текущим по кольцу толщиной Δ и радиусом b . Плоскость кольца отстоит от центра шара на расстоянии l и перпендикулярна оси z . Решения уравнения Гельмгольца, описывающие радиальные компоненты полей внутри шара с учетом независимости их от полярного угла, можно записать в виде

$$\begin{cases} E_z \\ H_z \end{cases} = \sum_{n=1}^{\infty} \begin{cases} A_n \\ B_n \end{cases} \frac{n(n+1)}{r^2} \sqrt{kr} J_{n+1/2}(kr) P_n(\cos \theta), \quad (1)$$

где A_n и B_n — неизвестные амплитуды;

$J_{n+1/2}$ — функции Бесселя дробного порядка;

P_n — полиномы Лежандра;

$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon}$, $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$ — диэлектрическая проницаемость шара.

Остальные компоненты выражаются через E_r и H_r , составляя в целом две независимые друг от друга системы E -колебаний ($H_r=0$) и H -колебаний ($E_r=0$).

Поля вне шара получаются из (1) заменой $J_{n+1/2}$ на функции Ханкеля второго рода $H_{n+1/2}^{(2)}$ и имеют другие неизвестные амплитуды a_n и b_n . Кроме того вне шара существует и собственное поле кольцевого тока, которое ввиду малости радиуса кольца по сравнению с длиной волны можно вычислить в квазистатическом приближении, представив их в виде рядов типа (1). Используя далее граничные условия на поверхности шара определим неизвестные амплитуды:

$$\begin{aligned} a_n &= -f_n \frac{a^2}{x} v(x), \quad b_n = g_n \frac{a^2}{x} w(x), \\ f_n &= \frac{iI}{\omega d^2} n P_n(l/d) (a/d)^{n-1}, \quad g_n = \frac{2\pi I}{cnd} P_n'(l/d) (a/d)^{n-1}, \quad d = \sqrt{b^2 + l^2}, \\ v(x) &= \frac{\epsilon^{3/4} J_{n+1/2}(y) - x^{1/2} F(y)/2}{F(y) H_{n+1/2}^{(2)}(x) - \epsilon^{3/4} J_{n+1/2}(y) Q(x)}, \quad x = \frac{\omega}{c} a, \\ w(x) &= \frac{J_{n+1/2}(y) - \epsilon^{1/4} x^{1/2} F(y)/2}{\epsilon^{1/4} F(y) H_{n+1/2}^{(2)}(x) - J_{n+1/2}(y) Q(x)}, \quad y = \epsilon^{1/2} x, \\ F(y) &= \frac{d}{dy} [\sqrt{y} J_{n+1/2}(y)], \quad Q(x) = \frac{d}{dx} [\sqrt{x} H_{n+1/2}^{(2)}(x)]. \end{aligned} \quad (2)$$

Вычисляя активную и реактивную мощности, выделяемые током, найдем сопротивление излучения R_z и реактивный импеданс X , являющиеся действительной и мнимой частями полного сопротивления антенны

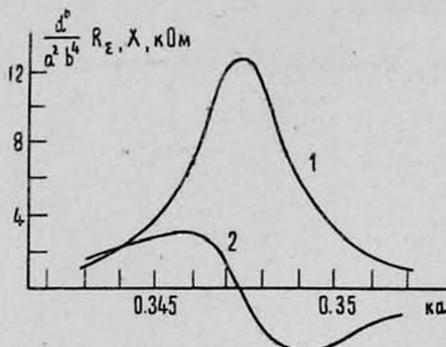
$$R_z = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2c}{\pi^2 I_0^2} \frac{n(n+1)}{2n+1} x^2 (|d_n|^2 + |b_n|^2),$$

$$X = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{c}{a^2 I_0^2} \frac{n(n+1)}{2n+1} x^{3/2} \operatorname{Re} [(g_n b_n - f_n a_n) H_{n+1/2}^{(2)}(x)] + X_0, \quad (3)$$

$$X_0 = \frac{a}{cx} \frac{1}{C} - \frac{x}{ca} L, \quad C = \frac{\pi b}{\ln \frac{8b}{\Delta}}, \quad L = 4\pi b \left(\ln \frac{8b}{\Delta} - \frac{7}{4} \right).$$

Здесь C и L — емкость и индуктивность кольца, обуславливающие его собственный реактивный импеданс X_0 [2]. В дальнейшем пренебрежем X_0 , т. к. на практике его можно скомпенсировать, включив в линию соответствующую реактивность.

Частотные зависимости R_z и X для низшего типа колебаний H_{110} , вычисленные на ЭВМ по формулам (3) представлены на рисунке. Параметры $\epsilon' = 80$ и $\operatorname{tg} \delta = 5 \cdot 10^{-4}$ соответствуют диэлектрику марки ТБНС.



Частотные зависимости сопротивления излучения (1) и реактивного импеданса (2) при $\epsilon' = 80$, $\epsilon'' = 0,04$.

Из рисунка можно определить необходимые на практике величины: резонансную частоту и входное сопротивление. Вычисляя далее тепловые потери в объеме шара сравним их с потерями на излучение. При колебаниях низшей моды H_{110} это отношение оказывается равным примерно $\epsilon'' \sqrt{\epsilon'}/5$.

При $1/5 \cdot \epsilon'' \sqrt{\epsilon'} \ll 1$ излучение диэлектрического шара намного превосходит тепловые потери в объеме шара. Это позволяет использовать его в качестве узкополосной миниатюрной антенны, имеющей малые потери преобразования излучения в сигнал и обратно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Никольский В. В. Электродинамика и распространение радиоволн, Изд. Наука, М., 1973.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред, Изд. Наука, М., 1982.

Գ. Գ. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ

Հետազոտված են օղակաձև հոսանքով գրգռվող դիէլեկտրիկ գնդի էլեկտրամագնիսական հատկությունները: Ստացված բանաձևերը և թվային արժեքները կարելի է օգտագործել անտենային էլեմենտներ նախագծելիս:

THE EXCITATION OF A DIELECTRIC SPHERE BY CIRCULAR CURRENT

G. G. KARAPETYAN

Electrodynamic characteristics of a dielectric sphere excited by alternating current in a ring-shaped conductor have been investigated. The obtained analytical expressions and results of numerical calculations could be used for designing miniature antenna elements.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ
ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ԳԻՋԻԿԱ
ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
ФИЗИКА

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|---|----|
| <i>К. А. Барсуков, Э. А. Безлоян, Э. М. Лазиев, Р. И. Марабян.</i> Излучение заряженной частицы при многократном пересечении ею регулярного волновода | 55 |
| <i>А. Р. Мкртчян, Л. Ш. Григорян, А. А. Саарян, А. Г. Мкртчян, А. Н. Диденко.</i> Излучение заряда, пролетающего над ультразвуковой волной | 62 |
| <i>Н. И. Карбушев, Э. В. Ростомян, Г. Г. Чигладзе.</i> Об использовании метода разложения по степеням амплитуды поля в линейной теории плазменно-пучкового взаимодействия | 67 |
| <i>А. А. Шагинян, Г. Г. Бадалян, М. Х. Минасяну.</i> Влияние статических электрических полей на структуру лиотропного жидкого кристалла | 72 |
| <i>А. Ц. Саркисян, А. Э. Пепоян.</i> О некоторых вопросах кинетики фазовых переходов в нематических жидких кристаллах | 78 |
| <i>А. Ц. Саркисян, Л. С. Бежанова, С. М. Яйлоян.</i> Об упорядоченности и подвижности молекул в некоторых жидких кристаллах | 82 |
| <i>Б. В. Крыжановский.</i> ВКР ультракороткой накачки с чирпом в диспергирующей среде | 86 |
| <i>Д. А. Бадалян, Л. Г. Карамян.</i> Статистическая теория упругих постоянных и шага холестерической спирали с учетом корреляции молекул. I. Основные формулы | 93 |
| <i>Г. В. Арутюнян, Г. П. Джотян, Г. Р. Саркисян.</i> Теория многомодового тонкослойного усилителя—генератора | 99 |

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

| | |
|---|-----|
| <i>Г. Г. Карапетян.</i> Возбуждение диэлектрического шара кольцевым током | 103 |
|---|-----|

| | |
|--|----|
| Կ. Ա. Բաբսուկով, Է. Ա. Բեղլյան, Է. Մ. Լազիկ, Ռ. Ի. Մարաբյան. Կանոնավոր ալի- քատարը հատող լիցքավորված մասնիկի ճառագայթումը | 55 |
| Ա. Ռ. Մկրտչյան, Լ. Շ. Գրիգորյան, Ա. Ն. Դիդենկո, Ա. Ա. Սանարյան, Ա. Հ. Մկրտչյան. Ուլտրաձայնային ալիքի վրայով անցնող լիցքի ճառագայթումը | 62 |
| Ն. Ի. Կառքուշ, Է. Վ. Ռոստամյան, Դ. Գ. Զիգլաձե. Պլազմայի և էլեկտրոնային փնջի փոխադրեցության ոչ զծային տեսության կառուցումը դաշտի ամպլիտուդայի շարքի վերլուծման հղանակով | 67 |
| Ա. Ա. Շանինյան, Հ. Գ. Բաղայան, Մ. Խ. Մինասյանց. Հաստատուն էլեկտրական դաշ- տերի ազդեցությունը լիտարոպ հեղուկ բյուրեղի կառուցվածքի վրա | 72 |
| Ա. Յ. Սարգսյան, Ա. Զ. Փեփոյան. Փուլային անցումների կինետիկայի մի թանի հարցերի մասին նեմատիկ հեղուկ բյուրեղներում | 78 |
| Ա. Յ. Սարգսյան, Լ. Ա. Բեժանովա, Ս. Մ. Յայլոյան. Որոշ հեղուկ բյուրեղներում մոլե- կուլների կարգավորվածության և շարժումակության մասին | 82 |
| Բ. Վ. Կրիժանովսկի. Գերկարճ մոլման շիրպով ստիպողական կոմբինացիոն ցրումը դի- պերիոն միջավայրում | 86 |
| Դ. Ա. Բաղայան, Լ. Գ. Քարամյան. Առաձգական հաստատունների և խոլեստերինային սյարույրի քայլի վիճակագրական տեսությունը մոլեկուլների կոնեյացիայի հաշ- վառմամբ. 1. Հիմնական բանաձևեր | 93 |
| Գ. Վ. Հարությունյան, Գ. Պ. Զոքյան, Գ. Ռ. Սարգսյան. Բազմամոզային նուրբ-թաղան- թային ուժեղացուցիչ-գիներատորի տեսությունը | 99 |

Համառոտ հաղորդումներ

| | |
|---|-----|
| Գ. Գ. Կաբապետյան. Դիէլեկտրիկ գնդի զրգռումը օղակաձև հոսանքով | 103 |
|---|-----|