

чивость. Причина состоит в уменьшении величины радиальной неоднородности продольной скорости пучка  $dV_{z0}/dr \sim \mathcal{O}_b R_b^{-2}$  (3), определяющей развитие неустойчивости. Из выражений (15) следует, что наибольшие инкременты имеет низшая радиальная мода  $n=1$ , для которой  $\nu_{1l} \leq \kappa \leq \mu_{1l}$ , где  $\nu_{1l} \simeq l + 0.81 l^{1/3} + \dots$ ,  $\mu_{1l} \simeq l + 1.86 l^{1/3} + \dots$  при больших  $l$  [8].

При фиксированных параметрах пучка увеличение радиуса трубы дрейфа от  $R_b$  до значения  $R_{T1}$ , где  $k_{z1}^{-1} \gg R_{T1} \gg R_b$ , приводит к росту инкрементов в  $\mu_{1l}/\nu_{1l} \leq \mu_{1l}/\nu_{1l} \simeq 2.1$  раза.

Полученные результаты нетрудно обобщить на случай релятивистского пучка лоренцевским пересчетом частоты и продольного волнового числа [9] либо записывая и решая уравнения в непотенциальном приближении [4, 6].

Из условия  $2k_{z1} \simeq \pi/L$ , где  $L$  — длина системы, можно найти в грубом приближении пороговый ток возникновения сплинг-неустойчивости

$$\mathcal{I}_{\min} \simeq \frac{\pi}{2} \frac{mc^3}{e} \frac{\kappa}{l} \left( \frac{V_{z0}}{c} \right)^2 \frac{\omega_c R_b^2}{cL} \quad (17)$$

### Литература

- [1] Михайловский А. Б., Рухадзе А. А. О неустойчивости электронных волн в неоднородных плазменных потоках. — ЖТФ, 1965, т. 35, № 12, с. 2143—2149.
- [2] Лейман В. Г. Гидродинамическая неустойчивость электронных потоков с центробежно-электростатической фокусировкой. — Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ, 1969, в. 5, с. 16—25.
- [3] Rome J. A., Briggs R. J. Phys. Fluids, 1972, v. 15, N 5, p. 796—804.
- [4] Карбушев Н. И., Удовиченко С. Ю. К теории сплинг-неустойчивости релятивистских электронных пучков. — ЖТФ, 1983, т. 53, № 9, с. 1706—1709.
- [5] Желязков И. И., Рухадзе А. А. К теории неустойчивости электронного пучка с градиентом скорости. — ЖТФ, 1970, т. 40, № 2, с. 259—264.
- [6] Карбушев Н. И., Рухадзе А. А., Удовиченко С. Ю. Проявление сплинг-неустойчивости в частично компенсированных релятивистских электронных пучках. — Кр. сообщ. по физике, ФИАН, 1984, в. 10, с. 26—29.
- [7] Дэвидсон Р. Теория заряженной плазмы. М.: Мир, 1978. 215 с.
- [8] Янке Е., Эмде Ф. Таблицы функций. М.: Физматгиз, 1959. 420 с.
- [9] Mostrom M. A., Jones M. E. Phys. Fluids, 1983, v. 26, N 6, p. 1649—1658.

Поступило в Редакцию  
23 сентября 1985 г.  
В окончательной редакции  
6 декабря 1985 г.

## О ВЛИЯНИИ ДЕФОКУСИРУЮЩЕЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ НА СТРУКТУРУ ПОЛЯ В ГРАДИЕНТНЫХ ВОЛНОВОДАХ

А. В. Назаркин, В. С. Рогов

Волновые процессы в направляющих системах вызывают в настоящее время значительный интерес в связи с проблемами оптической связи, формирования импульсов заданной пространственно-временной структуры для целей лазерного ускорения электронов [1-3].

При анализе этого комплекса явлений в градиентных волноводах необходимо учитывать тот факт, что структура электромагнитного поля в них имеет характер чередующихся максимумов и минимумов интенсивности по длине волновода [1]. В области фокусов плотность мощности излучения может значительно превышать входную, вследствие чего возникает опасность разрушения волновода из-за оптического пробоя. Наличие фокусной структуры нежелательно, в частности, в волноводах с усилением, а также в периодически-неоднородных направляющих системах, где возможна параметрическая неустойчивость, приводящая к обострению фокусировки [4].

В то же время распространение мощных световых импульсов по волноводу, как правило, сопровождается нелинейными эффектами, ведущими к пространственно-временной перестройке импульсов [2]. С этой точки зрения представляет интерес использование нелинейно-

сти для оптимизации передачи излучения по световоду. Перестраиваясь по частоте вблизи резонансов среды (или внося в основную среду волновода квазирезонансные примеси), можно добиться, в частности, нелинейной дефокусировки пучка, что препятствовало бы образованию острых фокусов.

Рассмотрим распространение излучения по круглому волноводу с параболическим по радиусу  $r$  профилем линейной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_r(r) = \epsilon_0(1 - ar^2)$ . Поле распространяющейся вдоль  $z$  электромагнитной волны представим в виде

$$E(z, r) = (A(z, r) e^{i(\omega t - kz)} + \text{н. с.}), \quad (1)$$

где  $\omega$  — частота,  $k$  — волновой вектор излучения.

Пусть поперечный размер волновода  $r_0$  таков, что  $ar_0^2 \ll 1$ , а нелинейная добавка к диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{\text{нл}} = \epsilon_2 |A|^2 \ll \epsilon_0$ . Тогда волновой пучок можно описывать с помощью уравнения квазиоптики для комплексной амплитуды  $A$

$$2ik \frac{\partial A}{\partial z} = \Delta_r A + \frac{k^2}{\epsilon_0} (\epsilon_0 |A|^2 - \epsilon_2 ar^2) A, \quad (2)$$

где

$$\Delta_r = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right), \quad k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_0,$$

$c$  — скорость света.

Будем рассматривать важный в практическом отношении случай, когда на вход волновода подается излучение с гауссовым поперечным распределением (одномодовый режим работы лазера). В этом случае решение (2) можно искать в автомодельном виде

$$A(z, r) = \frac{A_0}{f(z)} \exp \left\{ -\frac{r^2}{a^2 f^2(z)} - \frac{1}{2} k \beta(z) r^2 + ik\varphi(z) \right\}, \quad (3)$$

где  $a$  — характерный поперечный размер пучка на входе в волновод,  $f(z)$  — безразмерный радиус пучка,  $\beta(z)$  — кривизна волнового фронта. После подстановки (3) в (2) и несложных преобразований получим уравнение для безразмерной ширины пучка  $f(z)$

$$\frac{d^2 f}{dz^2} + \frac{f}{L_x^2} = \frac{1}{L_{\text{нл}}^2 f^3} - \frac{\text{sign}(\epsilon_2)}{L_{\text{нл}}^2 f^3}, \quad (4)$$

где

$$L_x = a^{-1/2}, \quad L_{\text{нл}} = ka^2/2, \quad L_{\text{нл}}^2 = a^2 \epsilon_2 / 2 |\epsilon_2| A_0^2.$$

Как видно из (4), изменение ширины пучка  $f$  вдоль  $z$  определяется конкуренцией линейной фокусировки с характерной длиной  $L_x$ , нелинейного самовоздействия с длиной  $L_{\text{нл}}$  и дифракцией с длиной распыливания пучка  $L_{\text{д}}$ . Введением эффективной дифракционной длины с помощью соотношения

$$L_{\text{д}}^2 \text{эф} = \frac{L_x^2 L_{\text{нл}}^2}{L_{\text{нл}}^2 - \text{sign}(\epsilon_2) L_x^2} \quad (5)$$

уравнение (4) приводится к виду

$$\frac{d^2 f}{dz^2} + \frac{f}{L_x^2} = \frac{1}{L_{\text{д}}^2 \text{эф} f^3}. \quad (6)$$

Из (5), (6) следует, что, меняя знак и величину нелинейности (что осуществляется перестройкой частоты  $\omega$  вблизи резонансов среды [5]), можно управлять эволюцией пучка. При  $\epsilon_2 > 0$ , соответствующем фокусирующей нелинейности, фокусирующее действие волновода усиливается.

Интерес представляет случай дефокусирующей нелинейности  $\epsilon_2 < 0$ . Для плоских на входе в волновод пучков ( $\beta(0)=0$ ,  $f(0)=1$ ) решение (6) имеет следующий вид:

$$f^2(z) = \frac{1}{2} \left( 1 - \left( \frac{L_x}{L_{\text{д}} \text{эф}} \right) \right)^2 \cos \frac{2z}{L_x} + \frac{1}{2} \left( 1 + \left( \frac{L_x}{L_{\text{д}} \text{эф}} \right) \right)^2. \quad (7)$$

Поскольку  $L_{\text{д}} \text{эф}$  зависит от  $L_{\text{нл}}$ , то для разных значений дефокусирующей нелинейности  $L_{\text{нл}}$  возможны различные режимы распространения пучка. При  $L_x > L_{\text{д}} \text{эф}$  происходит периодическая дефокусировка, а при  $L_x < L_{\text{д}} \text{эф}$  периодическая фокусировка пучка с пространственным периодом  $\pi L_x$  (см. рисунок). Радиус пучка в фокусе есть

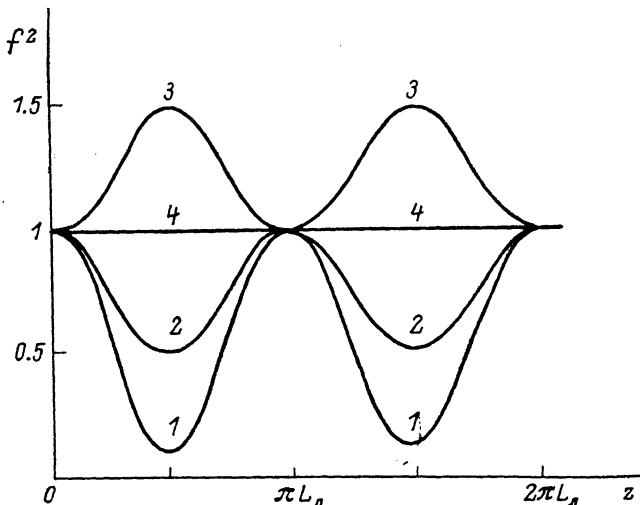
$$f_{\text{нл}} = L_x / L_{\text{д}} \text{эф} = L_x (L_{\text{нл}}^2 + L_{\text{д}}^2)^{1/2} / L_{\text{д}} L_{\text{нл}} \quad (8)$$

и может значительно превышать свой размер в отсутствие дефокусирующей нелинейности  $f_x = L_x/L_x$ . При  $L_x = L_{x,эф}$  имеем равновесный режим распространения без осцилляций ширины пучка (см. рисунок).

Пусть  $q_{пр}$  — предельная плотность мощности излучения, определяемая порогом разрушения волновода. Наиболее выгоден для передачи большой мощности режим равновесный. Из условия  $L_x = L_{x,эф}$  находим равновесный радиус пучка

$$a_{нх}^2 = \frac{L_x^2 |\epsilon_2| A_0^2}{\epsilon_0} + \left\{ \left( \frac{L_x^2 |\epsilon_2| A_0^2}{\epsilon_0} \right)^2 + \left( \frac{2L_x}{k} \right)^2 \right\}^{1/2}. \quad (9)$$

При достаточно большой нелинейности ( $L_{нх} < L_x$ ), как следует из (9), этот равновесный радиус будет намного превышать последний при отсутствии нелинейности  $a_x^2 = 2L_x/k$ . В ре-



Зависимость безразмерной ширины пучка  $f^2$  от длины распространения в волноводе для  $L_n/L_x = 3$  и различных значений  $L_{нх}$ .

1 — периодическая фокусировка в отсутствие дефокусирующей нелинейности,  $L_{нх} = \infty$ ; 2 — периодическая фокусировка,  $L_{нх}/L_x = 1.7$ ; 3 — периодическая дефокусировка,  $L_{нх}/L_x = 0.8$ ; 4 — равновесный режим распространения,  $L_{нх}/L_x = 3\sqrt{2}/4$ .

зультате существенно возрастет и максимально допустимая полная мощность излучения в волноводе

$$Q_{полн} \sim q_{пр} a_{нх}^2 \gg q_{пр} a_x^2.$$

Одним из любопытных примеров волновода является протяженная линзоподобная структура, возникающая в газе на фронте экзотермической реакции [6]. Для газовых линз такого типа характерны следующие параметры [1]:  $r_0 \sim 0.1 \div 1$  см,  $\alpha \sim 10^{-3}$  см $^{-2}$ ,  $\epsilon_0 \approx 1$ .

При длине волны  $\lambda = 0.5$  мкм равновесный радиус, связанный с линейной рефракцией волновода, будет  $a_x = (2L_x/k)^{1/2} \approx 7 \cdot 10^{-2}$  см. Для наносекундных импульсов излучения предельная плотность мощности, определяемая порогом пробоя, при атмосферном давлении составляет  $q_{пр} \sim 10^{10}$  Вт/см $^2$  [7]. Пусть в основную среду волновода добавлен газ низкой концентрации  $N$ , атомы или молекулы которого имеют переход с частотой  $\omega_0$ , квазирезонансной частоте излучения. Оценим концентрацию примеси и отстройку от резонанса  $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ , при которых на счет вклада дефокусировки можно добиться увеличения полной передаваемой по волноводу мощности в 10 раз. Согласно [5], вдали от насыщения

$$\epsilon_2(\Delta\omega) = 4\pi N \eta_0 T_1 \mu^4 / (\hbar \Delta\omega)^3 T_2, \quad (10)$$

где  $\mu$  — дипольный момент перехода,  $T_1$  — время жизни,  $T_2$  — обратная ширина линии перехода,  $\eta_0 = (N_1 - N_2)$  — разность населенностей уровней. Полагая  $T_1 = 10^{-8}$  с,  $T_2 = 10^{-10}$  с,  $\eta_0 = 1$ ,  $\mu = 10^{-18}$  ед. СГСЕ, из формул (9), (10) получим:  $N \approx 10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $\Delta\omega \approx -10^{13}$  Гц.

Таким образом, для увеличения передаваемой мощности на порядок достаточно примеси относительно низкой концентрации.

Отметим, что в ряде случаев в диэлектрических, а также плазменных волноводах возникают условия для усиления когерентного излучения. Соответствующим выбором частоты вблизи резонанса с переходом, на котором имеется инверсия, можно избежать образования фокусной структуры и в этом случае.

## Литература

- [1] Содха М. С., Гхатак А. К. Неоднородные оптические волноводы. М.: Связь, 1980, с. 80—85.
- [2] Сисакян И. Н., Шварцбург А. Б. Нелинейная динамика пикосекундных импульсов в волоконно-оптических световодах. — Квант. электр., 1984, т. 11, № 9, с. 1703—1721.
- [3] Sessler A. M. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1983, v. 30, N 4, p. 31—45.
- [4] Назаркин А. В., Рогов В. С. О распространении световых пучков в периодически неоднородных диэлектрических волноводах. — ЖТФ, 1985, т. 55, № 5, с. 961—964.
- [5] Бутылкин В. С. и др. Резонансное взаимодействие света с веществом. М.: Наука, 1977, с. 297—308.
- [6] Лернер П. Б., Лукьянчук Б. С. Оптический волновод на фронте экзотермической реакции. — ЖТФ, 1984, т. 54, № 12, с. 2397—2400.
- [7] Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974, с. 55—72.

Поступило в Редакцию  
8 октября 1985 г.

УДК 532.612.4

Журнал технической физики, т. 56, в. 10, 1986

### АНОМАЛИИ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ ХОЛЕСТЕРИЛПЕЛАРГОНАТА НА ГРАНИЦЕ С ГЛИЦЕРИНОМ

О. Д. Лаурентович, Л. Н. Тарахан

В настоящей работе впервые изучена температурная зависимость поверхностного натяжения  $\sigma(t)$  различных жидкокристаллических фаз на границе с изотропной жидкостью (глицерином). Исследовался холестерилпеларгонат (ХП), который обладает смектической А, холестерической и голубой фазами.

Поверхностное натяжение определялось методом висящей капли [1]. Капля подвешивалась в глицериновой матрице на конце капилляра диаметром 1.2 мм. Ячейка с матрицей размещалась в камере с двумя прозрачными окнами, термостатируемой проточной жидкостью с точностью 0.1 °С. Измерения проводились для капель равновесной формы после 15 мин выдержки при фиксированной температуре. В эксперименте определялись максимальный диаметр капли  $d_{\max}$  и диаметр капли  $d$  на расстоянии  $d_{\max}$  от ее вершины. Значение  $\sigma$  вычислялось согласно методике [1]. Точность определения  $\sigma$  составила 5 %.

Полученный ход зависимости  $\sigma(t)$  для ХП на границе с глицерином представлен на рисунке. Зависимость обнаруживает ряд отличий от обычного монотонно убывающего хода  $\sigma(t)$ , наблюдаемого у большинства изотропных жидкостей. Отличия сводятся к возникновению участков с положительным наклоном кривой  $\sigma(t)$ , причем в смектической А и холестерической фазах ясно различимы два таких участка. Следует отметить также резкое уменьшение значения  $\sigma$  в области существования голубой фазы ХП.

Для объяснения аномального хода  $\sigma(t)$  прежде всего следует учесть возможность переориентации молекул ХП у поверхности с изменением температуры. Нами были проведены контрольные поляризационно-оптические наблюдения текстур ХП в исследуемых каплях. Характер текстур свидетельствует о тангенциальной ориентации молекул ХП у поверхности раздела (см. также [2]), которая не изменяется с температурой, во всяком случае в смектической и холестерической фазах. Следовательно, особенности кривой  $\sigma(t)$ , по всей видимости, не связаны с эффектами переориентации молекул у поверхности.

Как нам представляется, более существенное влияние на ход зависимости  $\sigma(t)$  оказывает дополнительное упорядочение приповерхностных областей ХП и, возможно, глицерина. Действительно, наклон кривой  $\sigma(t)$ , по определению, пропорционален поверхностному избытку энтропии на единицу площади [3]

$$ds/dt = -(S_1 - S_0) \quad (1)$$