

СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЙ ПЕРЕХОД ФРЕДЕРИКСА (СПФ) В ПОЛЕ НАКЛОННОЙ О-ВОЛНЫ

Б.Я.Зельдович, С.К.Мерзликин, Н.Ф.Пилипецкий,
А.В.Сухов, Н.В.Табириян

Рассматривается линеаризованная теория СПФ в поле наклонной о-волны для широкого пучка, из которой определена зависимость порога СПФ от угла падения. Проведенные эксперименты по СПФ в гомеотропной ячейке с нематиком 5СВ толщиной 135 мкм излучения с $\lambda = 0,4880$ мкм подтверждают предсказания теории; зарегистрировано трехкратное повышение порога при угле падения 0,15 рад.

При падении световой волны необыкновенного типа наклонно по отношению к директору нематического жидкого кристалла (НЖК) наблюдается беспороговый эффект Фредерикса, т.е. изменение ориентации директора НЖК, пропорциональное интенсивности света¹⁻³. При падении света строго в направлении директора эффект переориентации имеет порог по интенсивности света; его принято называть светоиндуцированным переходом Фредерикса в узком смысле (СПФ), см.⁴⁻⁶. В настоящей работе исследуется, теоретически и экспериментально, пороговый СПФ для наклонного падения волны обыкновенного типа на гомеотропную ячейку с НЖК.

1. Теория. Пусть волновой вектор \mathbf{k} падающей волны $\mathbf{E} = \mathbf{e}_y E_0$ о-типа наклонен к оси z (т.е. к невозмущенному направлению директора) на угол $\alpha = \alpha_{\text{пад}}/n_{\perp} \ll 1$, т.е. $\mathbf{k}_0 = k_0 [(1 - \alpha^2/2) \mathbf{e}_z + \alpha \mathbf{e}_x]$, $k_0 = (\omega n_{\perp}/c)$, см. рис.1. В результате взаимодействия с возмущениями директора волна может приобрести слабую компоненту необыкновенного типа, так что для поля в среде можно записать

$$E e^{-i\omega t} = \exp[-i\omega t + ik_0 \alpha x + i k_0 z (1 - \alpha^2/2)] \{ \mathbf{e}_y E_y + (\mathbf{e}_x - \alpha \frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}} \mathbf{e}_z) E_x \}. \quad (1)$$

Если возмущение директора ($\mathbf{n} - \mathbf{n}_0$) однородно в плоскости (x, y) (широкий световой пучок), то $\mathbf{n} \approx \mathbf{e}_z + \mathbf{e}_x \theta_x(z, t) + \mathbf{e}_y \theta_y(z, t)$. Уравнения для медленных амплитуд поля E_x и E_y могут быть получены из уравнений Максвелла и при $|\vec{\theta}| \ll \alpha$ имеют вид

$$\frac{dE_y}{dz} = -i\theta_y \alpha^{-1} \mu E_x; \quad \frac{dE_x}{dz} = i\mu E_x - i\theta_y \alpha^{-1} \mu E_y. \quad (2)$$

Здесь $\mu = \mu(\alpha) = 0,5 k_0 \alpha^2 (1 - n_{\perp}^2/n_{\parallel}^2)$ — разность z -компонент волнового вектора о- и е-волн при фиксированной величине α . Если изменение $\vec{\theta}(z)$ происходит на масштабе $\Delta z \gg \mu^{-1}$, то волна о-типа (E_y) приобретает дополнительную компоненту E_x , которая определяется вторым из уравнений (2) в пренебрежении dE_x/dz , т.е. $E_x(z) \approx \theta_y(z) \alpha^{-1} E_y$. Это соответствует сохранению о-типа волны при адиабатическом слежении за локальной ориентацией директора.

Уравнения для возмущения директора получаются из вариационного принципа и в приближении $\epsilon_a/\epsilon_{\perp} \ll 1$, $|\vec{\theta}| \ll \alpha \ll 1$, $E_x \sim |\vec{\theta}| E_y$ имеют вид

$$\gamma \frac{\partial \theta_y}{\partial t} - K_{33} \frac{\partial^2 \theta_y}{\partial z^2} = \frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}} \frac{\epsilon_a}{8\pi} [|E_y|^2 \theta_y - 0,5 \alpha (E_x E_y^* + E_x^* E_y)]. \quad (3)$$

Здесь $\epsilon_a = n_{\parallel}^2 - n_{\perp}^2$, K_{33} — константа Франка, γ (пуаз) — константа ориентационной вязкости. Уравнение для θ_x в том же приближении имеет вид $\gamma \partial \theta_x / \partial t = K_{33} \partial^2 \theta_x / \partial z^2$, т.е. не чувствует влияния поля. Жесткая гомеотропная ориентация на стенках соответствует условиям $\vec{\theta}(z=0, t) = \vec{\theta}(z=L, t) = 0$.

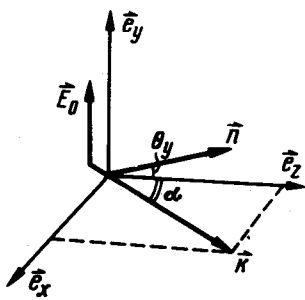


Рис. 1

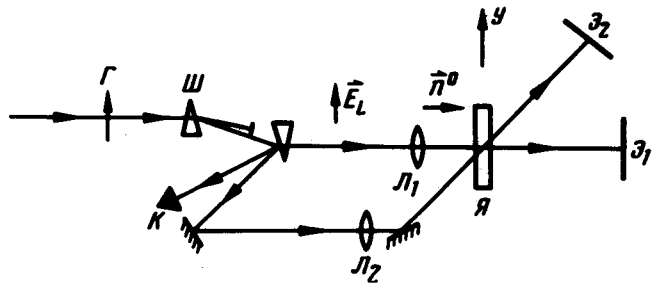


Рис. 2

Рис.2. Схема эксперимента, пояснения см. в тексте. Поворот кюветы на угол $\alpha_{\text{возд}}$ осуществляется вокруг оси y , лежащей в плоскости рисунка и совпадающей по направлению с поляризацией основного лазерного пучка

В задаче о пороге СПФ с интересующей нас точностью $E_y = E_0 = \text{const}$. Если для компоненты $E_x(z)$ взять выражение, отвечающее адиабатическому приближению, $E_x = \theta_y(z)E_y/\alpha$, то правая часть в уравнении (3) обращается в нуль. Иначе говоря, в адиабатическом приближении o -волна не вызывает ориентационных эффектов. Второе из уравнений (2) можно проинтегрировать и точно при произвольном $\theta_y(z)$. Подстановка результата в (3) при условии $E_x(z=0) = 0$ дает

$$\frac{\partial \theta_y}{\partial t} \gg \Gamma_0 \left(\frac{L}{\pi} \right)^2 \left\{ \frac{\partial^2 \theta_y}{\partial z^2} + \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 \rho[\theta_y(z, t) - \mu \int_0^z dz' \theta_y(z', t) \sin \mu(z - z')] \right\}. \quad (4)$$

Здесь $\Gamma_0 = K_{33} (\pi/L)^2 \gamma^{-1}$ — константа затухания нижней моды $\delta\theta \sim \sin \pi z/L$. [$\Gamma_0 = c^{-1}$, $\rho = \epsilon_{\perp}^1 / \epsilon_{\parallel} \epsilon_a |E_0|^2 L^2 / 8\pi^3 K_{33}$ — степень превышения интенсивности падающей волны по сравнению со значением, которое являлось бы пороговым при нормальном падении.

Уравнение вида (4) было получено и исследовалось в работе ⁶ в связи с похожей задачей о СПФ в поле волны o -типа для планарной ячейки, где $\mu = \omega(n_{\parallel} - n_{\perp})/c$. Нетрудно проверить, что при $\mu L \ll \pi$ порог СПФ, определяемый по появлению экспоненциально-нарастающего во времени решения уравнения (4), может быть найден по теории возмущений и составляет (см. ⁶)

$$\rho_{\text{пор}} \approx 1 + (\mu L / \pi)^2 + O((\mu L / \pi)^4). \quad (5)$$

В работе ⁷ был проведен расчет порога на основе уравнения (4) без применения теории возмущений; для сравнения с экспериментом нам достаточно выражения (5).

2. Эксперимент. Для экспериментального исследования СПФ при наклонном падении o -волны была собрана следующая схема (рис.2). Излучение одномодового аргонового лазера мощностью ~ 600 мВт, проходя через систему поляризаторов из призмы Глана Γ и двучепреломляющего клина Π (служащую для плавного изменения мощности) фокусировалась линзой L_1 ($f = 16$ см) в гомеотропную ячейку с нематиком 5СВ толщиной 135 мкм (толщина измерялась на пустой ячейке по кольцам Фабри — Перро, возникающим при освещении ячейки расходящимся пучком). Прощедший через кювету пучок наблюдался визуально на экране E_1 . Одновременно область перетяжки подсвечивалась сфокусированным линзой L_2 зондирующим пучком, падающим наклонно к директору. Это позволяло с большей точностью определять порог СПФ, так как набег фазы $\delta\phi_3$ пучка с наклонной поляризацией гораздо чувствительнее к малым отклонениям директора δn_y , чем набег фазы основного пучка $\delta\phi$ ($\delta\phi_3 \sim \delta n_y$, а $\delta\phi \sim (\delta n_y)^2$) и, соответственно, зондирующий пучок приобретает кольцевую структуру при тех уровнях мощности, при которых угловая расходимость основного пучка с экспериментальной точностью еще не изменяется. В эксперименте исследовалась

величина порога СПФ (по появлению 0,5 кольца в зондирующем пучке) и надпороговое поведение при различных углах падения $\alpha_{\text{пад}}$ основного пучка на образец ($\alpha_{\text{пад}}$ – угол вращения кюветы вокруг оси y , так что основной пучок всегда соответствовал поляризации o -типа). Следует отметить, что диаметр перетяжки основного пучка составлял $a = FWe^2 M$ (по I) = 180 мкм, что превышает толщину ячейки. Зависимость порога СПФ от угла падения приведена на рис.3, а. Как видно из рис.3, б, эта зависимость с хорошей точностью соответствует $P_0 (1 + \xi^2 \alpha^4)$, где P_0 – порог при $\alpha = 0$. На том же рисунке приведен график зависимости $P_0 (1 + (\mu L/\pi)^2_{\text{эксп.}})$, где $(\mu L/\pi)$ непосредственно измерялось по числу полос конускопической картины, соответствующих данному α . На рис.4 представлены кривые временного хода числа самофокусированных колец в основном пучке при различных углах падения α при постоянной мощности $P \sim 300$ мВт. Как видно, при увеличении угла в этих зависимостях появляются временные биения, характерное время которых резко уменьшается с ростом α . Появление временных осцилляций при возбуждении СПФ o -волной в гомеотропной ячейке отмечалось еще в работе ⁴. Причины этих осцилляций в настоящее время исследуются.

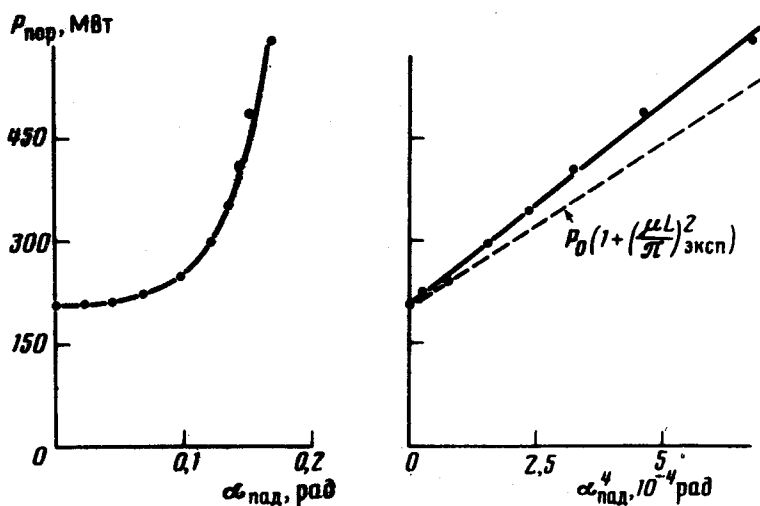


Рис. 3

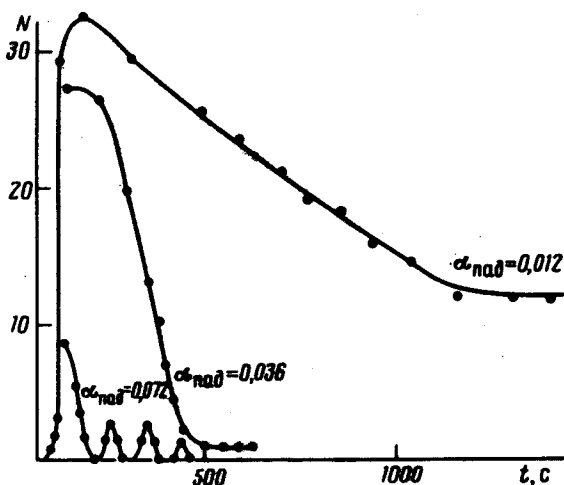


Рис. 4

Следует отметить, что использование наклонного зондирующего пучка позволяет определить знак θ_y , возникающего при СПФ. Именно, при положительном θ_y (в геометрии рис.2) в зондирующем пучке сначала возникает система дефокусированных колец, число которых при увеличении мощности достигает максимума $N=7$ и в дальнейшем остается не-

изменным, и далее на ее фоне появляется вторая система *фокусированных* колец. При отрицательном знаке θ_y возникает только система *фокусированных* колец. В различных реализациях перехода СПФ как на одном и том же участке ячейки, так и при переходе на другие участки знак θ_y , определяемый этим методом, нерегулярным образом изменялся, в соответствии с картиной развития порогового СПФ от уровня начальных флуктуаций.

Таким образом, в настоящей работе построена линеаризованная теория СПФ в поле обыкновенной волны. Проведенный эксперимент подтверждает теорию и указывает на наличие весьма интересных качественных особенностей нелинейной стадии.

Авторы выражают благодарность Е.И.Кацу и Л.М.Блинову за ценные обсуждения.

Литература

1. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Сухов А.В., Табирян Н.В. Письма в ЖЭТФ, 1980, 31, 287.
2. Khoo I.C. Phys. Rev., 1981, A23, 2077.
3. Pilipetsky N.F., Sukhov A.V., Tabiryay N.V., Zel'dovich B.Ya. Opt. Comm., 1981, 37, 280.
4. Золотко А.С., Китаева В.Ф., Кроо Н., Соболев Н.И., Чиллаг Л. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, 170.
5. Зельдович Б.Я., Табирян Н.В., Чилингарян Ю.С. ЖЭТФ, 1981, 81, 72.
6. Зельдович Б.Я., Табирян Н.В. ЖЭТФ, 1982, 82, 1126.
7. Аракелян С.М., Караян А.Р., Чилингарян Ю.С. Квантовая электроника, 1982, 9, 1872.