

УДК 621.372.826

НЕЛИНЕЙНОЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМОНОВ
В ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

Л. С. АСЛАНЯН, Н. В. ТАБИРЯН, Ю. С. ЧИЛИНГАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 1 апреля 1983 г.)

Предсказываются сильные эффекты взаимодействия плазмонов с нематическим жидким кристаллом. Они проявляются в индуцированной гиротропии, в изменении резонансного угла возбуждения плазмона. Коэффициент самовоздействия $\epsilon_{\text{пл}}$ может принимать значения $\sim 0,02 \text{ см}^3/\text{эрг}$.

1. Поверхностные плазмоны (ПП) — электромагнитные волны, возникающие на границе металл — диэлектрик, — в последнее время привлекают к себе большое внимание исследователей. Это, в частности, связано с большими интенсивностями ПП, а также обусловлено все возрастающим интересом к физике поверхности [1].

Поверхностные плазмоны можно возбудить также в жидких кристаллах (ЖК) [2, 3]. Однако, насколько нам известно, нелинейное взаимодействие плазмонов в ЖК до настоящего времени не исследовалось. Такие исследования, несомненно, представляют большой интерес в связи с замечательными свойствами ЖК [4].

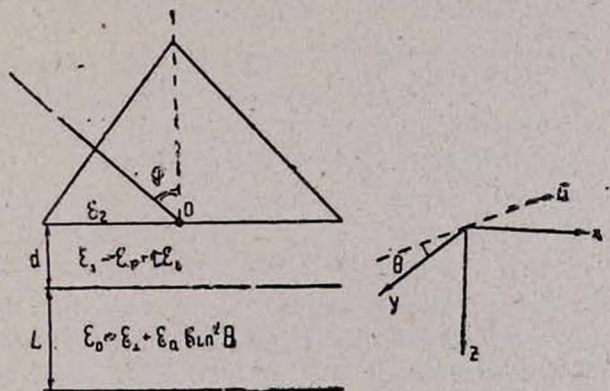


Схема возбуждения поверхностного плазмона в жидком кристалле (геометрия Кретчмана); ϵ_2 , ϵ_1 , ϵ_0 — диэлектрические проницаемости стеклянной призмы, металла и ЖК, d — толщина металлического слоя, L — толщина ячейки ЖК.

2. Рассмотрим слой нематического жидкого кристалла (НЖК), нижняя поверхность которого задает планарную ориентацию директора $\mathbf{n}_0$ (см. рисунок). Ось z декартовой системы координат выберем перпендикуляр-

но к поверхностям слоя НЖК, ось y направим вдоль n_0 . Пусть на такую ячейку в плоскости (x, z) падает световая волна, комплексная амплитуда напряженности электрического поля E которой связана с вещественным вектором напряженности соотношением

$$E_{\text{вещ.}} = \frac{1}{2} [E e^{i(\omega t - kr)} + E^* e^{-i(\omega t - kr)}].$$

Эффективная генерация ПП возможна, если вектор E лежит в плоскости падения (H -волна) [1], что мы и будем подразумевать в дальнейшем. Записав директор в виде $n = \{n_x, n_y\} = \{\sin \theta, \cos \theta\}$, можно получить следующее вариационное уравнение для θ :

$$K_{22} \frac{d^2 \theta}{dz^2} + \frac{\varepsilon_a}{16\pi} \sin 2\theta |E_x|^2 = 0, \quad (1)$$

где K_{22} — константа Франка, $\varepsilon_a = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$ — анизотропия диэлектрической проницаемости НЖК на световой частоте, E^P — вектор напряженности электрического поля ПП. При выводе (1) мы пренебрегли возникновением y -компоненты поля ПП, считая анизотропию ε_a ЖК небольшой.

Подставив в (1) известное выражение для E_x^P [5], получим

$$\frac{d^2 \theta}{dz^2} + \frac{1}{2} x^2 |E_x|^2 \sin 2\theta e^{-\beta z} = 0, \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} x^2 &= \frac{\varepsilon_a}{2\pi K_{22}} \frac{\varepsilon_{\perp}^2}{\varepsilon_{\perp}^2 + a^2} \frac{(\Delta k_{\perp}^{m'})^2 + (\Delta k_{\perp}^{m''})^2}{(\Delta k)^2 + (k_{\perp}^{m'} + \Delta k_{\perp}^{m''})^2} \exp \left\{ \frac{4\pi d}{\lambda} \frac{|\varepsilon_r| + \varepsilon_0}{|\varepsilon_r| - \varepsilon_0} \right\}, \\ \Delta k_{\perp}^{m'} &= \Delta k_{\perp}^{m'} + i \Delta k_{\perp}^{m''} = \frac{\omega}{c} \frac{2r_{21}}{|\varepsilon_r| + \varepsilon_0} \left(\frac{|\varepsilon_r| \varepsilon_0}{|\varepsilon_r| - \varepsilon_0} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{4\pi d}{\lambda} \frac{|\varepsilon_r|}{|\varepsilon_r| - \varepsilon_0} \right\}, \\ k_{\perp}^{m''} &= k_{\perp}^{m'} + i k_{\perp}^{m''} = \frac{\omega}{c} \left\{ \sqrt{\frac{\varepsilon_0 |\varepsilon_r|}{|\varepsilon_r| - \varepsilon_0}} + i \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{2 |\varepsilon_r|^2} \left(\frac{\varepsilon_0 |\varepsilon_r|}{|\varepsilon_r| - \varepsilon_0} \right)^{3/2} \right\}, \\ r_{21} &= \frac{a + i\varepsilon_2}{a - i\varepsilon_2}, \quad a^2 = |\varepsilon_r| (\varepsilon_2 - \varepsilon_0) - \varepsilon_2 \varepsilon_0, \\ \Delta k &= k_{\perp} - k_{\parallel} = \Delta k_{\perp}^{m'}, \quad k_{\perp} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_2} \sin \varphi, \quad \beta = \frac{4\pi \varepsilon_0}{\lambda \sqrt{|\varepsilon_r| - \varepsilon_0}}; \end{aligned}$$

d — толщина металлического слоя, $\varepsilon_2, \varepsilon_1 = \varepsilon_r + i\varepsilon_i, \varepsilon_0 = \varepsilon_{xx} = \varepsilon_{\perp} + \varepsilon_a \sin^2 \theta$ — диэлектрические проницаемости соответственно призмы, металла и ЖК (см. рисунок).

Уравнение (2) необходимо решить с учетом граничных условий

$$\theta(z = d + L) = \theta_0, \quad (2a)$$

$$\frac{d\theta}{dz}(z = d) = 0 \quad (2б)$$

(второе условие связано с предполагаемой «свободностью» директора на верхней подложке).

Рассмотрим сначала случай, когда $\theta_0 = \theta(z = d + L) = 0$. При этом переориентация директора по аналогии со случаем взаимодействия с НЖК

нераспространяющейся поверхностной волны [6] носит пороговый характер. Для определения пороговой плотности мощности линеаризуем уравнение (2). Решением получающегося уравнения являются функции Бесселя нулевого порядка:

$$\theta(z) = Z_0 \left(\frac{2}{\beta} \sqrt{x^2 e^{-\beta z} |E_x|^2} \right) = c_1 J_0 + c_2 Y_0, \quad (3)$$

где c_1, c_2 — константы.

Практически всегда параметр $\frac{1}{\beta} \sqrt{x^2 e^{-\beta z} |E_x|^2} \ll 1$. Разлагая в ряд по этому параметру функцию Z_0 и учитывая граничное условие (26), из (3) получаем

$$\theta(z) = \text{const} (z - d - L) (\beta^2 - x^2 e^{-\beta z} |E_x|^2). \quad (4)$$

Пороговая плотность мощности $P_{\text{пор}}^{\text{пп}}$ определяется из (4) с учетом (26) и в случае резонансного возбуждения плазмона ($\Delta k = 0$) равна

$$P_{\text{пор}}^{\text{пп}} = \frac{c \sqrt{\varepsilon_2}}{8\pi} |E|^2 = \frac{c \sqrt{\varepsilon_2}}{8\pi} \frac{(\beta/L) \exp(\beta d)}{x^2 \cos^2 \varphi}, \quad (5)$$

$$\sqrt{\varepsilon_2} \sin \varphi = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 |\varepsilon_r|}{|\varepsilon_r| - \varepsilon_0}}.$$

Сравнение этой величины с величиной пороговой плотности мощности $P_{\text{пор}}^{\text{снф}}$ светоиндуцированного перехода Фредерикса в ячейке НЖК с двумя ориентирующими пластинками и при объемном взаимодействии [7] дает

$$\frac{P_{\text{пор}}^{\text{пп}}}{P_{\text{пор}}^{\text{снф}}} = \frac{\beta L e^{\beta d}}{\pi^3 \varepsilon_1 K_{33}} \frac{\varepsilon_a \sqrt{\varepsilon_{\perp} \varepsilon_2}}{x^2 \cos^2 \varphi}. \quad (6)$$

Для значений параметров ЖК МБА [8] $\varepsilon_{\perp} = 2,37$, $\varepsilon_{\parallel} = 2,99$, $K_{22} = 4 \cdot 10^{-7}$ дин, $K_{33} = 7,5 \cdot 10^{-7}$ дин, параметров металла (золото) [6] $\varepsilon_r = -50$, $\varepsilon_i = 5,7$, $\lambda = 1$ мкм, а также для показателя преломления призмы (стекло ТФ-5) $\sqrt{\varepsilon_2} = 1,8$ из (6) получаем $P_{\text{пор}}^{\text{пп}}/P_{\text{пор}}^{\text{снф}} \sim 0,09$.

Таким образом, несмотря на малость объема взаимодействия плазмона с ЖК (слой проникновения — 1 мкм) пороговая плотность мощности $P_{\text{пор}}^{\text{пп}}$ оказалась меньше, чем $P_{\text{пор}}^{\text{снф}}$. Это связано в основном с тремя обстоятельствами (ср. с [7]): с увеличением плотности мощности на 1—2 порядка при преобразовании падающей волны в ПП; 2) с меньшей энергией деформации кручения (описываемой константой K_{22}) по сравнению с деформацией поперечного изгиба (K_{33}), имеющей место при объемном взаимодействии; 3) со «свободностью» одной поверхности НЖК.

В случае, когда невозмущенная ориентация директора составляет отличный от нуля и от $\pi/2$ угол с плоскостью падения волны ($\theta_0 \neq 0, \pi/2$), переориентация директора не имеет порогового характера. Величину $\theta = \theta_0 + \delta\theta$ можно определить из уравнения (2а). Считая $\delta\theta \ll \theta_0$, в первом порядке по интенсивности световой волны имеем

$$\delta\theta = \frac{x^2}{2\beta} \sin 2\theta_0 e^{-\beta(d+L)} \left\{ \left(L + \frac{1}{\beta} \right) - \frac{1}{\beta} e^{\beta L} \right\} \approx \frac{x^2}{2\beta^2}. \quad (7)$$

Вследствие такой закрученности директора в объеме НЖК становится гиротропным. Эту гиротропию, индуцированную плазмоном (ГИП), можно обнаружить по вращению плоскости поляризации пробного пучка. Но кроме ГИП взаимодействие плазмона с НЖК проявляется и в изменении резонансного угла φ_0 возбуждения плазмона:

$$\delta\varphi = \frac{\varepsilon_a \sin \theta_0 \cos \theta_0}{\cos \varphi_0 \sqrt{\varepsilon_z (\varepsilon_z + \varepsilon_a \sin^2 \theta_0)}} \delta\theta \approx \frac{\varepsilon_a \sin \theta_0 \cos \theta_0 \delta\theta}{\sqrt{\varepsilon_0 (\varepsilon_z - \varepsilon_0)}}$$

при $\theta_0 \neq 0, \pi/2$ и

$$\delta\varphi = \frac{\varepsilon_a \theta^2}{2 \cos \varphi_0 \sqrt{\varepsilon_z \varepsilon_z}} \approx \frac{\varepsilon_a \theta^2}{2 \sqrt{\varepsilon_z (\varepsilon_z - \varepsilon_0)}}$$

при $\theta_0 = 0$.

Величина $\delta\varphi$ при плотности мощности падающей волны $P_0 \approx 3$ кВт/см² и угле $\theta_0 = 45^\circ$ для МББА равна $\delta\varphi \approx 1$ град и может быть обнаружена экспериментально по эффективности генерации плазмона. Определив формально коэффициент самовоздействия плазмона соотношением $\varepsilon_{пл} = \varepsilon_a \sin 2\theta_0 \kappa^2 / (\beta^2 |E|^2)$, для принятых нами выше параметров получим $\varepsilon_{пл} \approx 0,02$ см³/эрг. Таким образом, предсказанные здесь явления весьма значительны и могут быть легко обнаружены экспериментально. Такие эксперименты позволят исследовать поверхностные свойства ЖК и другие их физические свойства с использованием длин волн, на которых имеется сильное поглощение либо сильное рассеяние.

Выше мы рассмотрели взаимодействие с ЖК одной волны. Однако полученная большая величина нелинейности указывает на то, что обсуждаемый механизм может привести также к сильному взаимодействию через ЖК двух и более волн. Например, случаю взаимодействия двух волн с несколько отличающимися частотами соответствует процесс вынужденного рассеяния света. Оценки показывают, что коэффициент усиления G при вынужденном рассеянии ПП есть величина порядка

$$G \sim \frac{\omega}{c^2} \frac{\varepsilon_a^2}{(q^2 - 4\beta^2) K} \frac{\varepsilon_z}{(\varepsilon_z^2 + a^2)} \exp \left\{ \frac{4\pi d}{\lambda} \frac{|\varepsilon_r| + \varepsilon_0}{\sqrt{|\varepsilon_r| - \varepsilon_0}} \right\} \sim 10^3 \frac{\text{см}}{\text{МВт}},$$

где q — разность волновых векторов взаимодействующих волн, K — константа Франка (в одноконстантном приближении). При этом оптимальный сдвиг частоты есть величина порядка 10^5 Гц.

Авторы благодарят Н. Н. Бадалян и Б. Я. Зельдовича за обсуждение рассмотренных вопросов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shen Y. R., Chen C. K., de Castro A. R. B. Proc. of the Symp. on Lasers and Applications. Rio de Janeiro, 1980.
2. Chu K. C., Chen C. K., Shen Y. R. Mol. Cryst., Liq. Cryst., 59, 97 (1980).
3. Sprokel G. J. Mol. Cryst., Liq. Cryst., 68, 35 (1981).
4. Де Жен П. Жидкие кристаллы. Изд. Мир, М., 1979.
5. Bryksin V. V., Gerbstein Yu. M., Mirlin D. N. Phys. Stat. Sol. (b), 51, 901 (1972).
6. Зельдович Б. Я., Табиров Н. В. Письма в ЖЭТФ, 36, 144 (1982).

7. Зельдович Б. Я., Табиров Н. В., Чилингарян Ю. С. ЖЭТФ, 81, 72 (1981).
 8. Блинов Л. М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. Изд. Наука, М., 1978.

Հեղուկ բնութագրվող ՊԼԱՉՄՈՆՆԵՐԻ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ԻՆՔՆԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ

Լ. Ս. ԱՍԼԱՆՅԱՆ, Ն. Վ. ԹԱԲԻՐՅԱՆ, ՅՈՒ. Ս. ՉԻԼԻՆԳԱՐՅԱՆ

Տեսականորեն հաշվված է մակերևութային պլազմոնների և նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի փոխազդեցությամբ պայմանավորված ոչ գծային օպտիկական երևույթները: Ստացված է, որ այդ փոխազդեցության հետևանքով հեղուկ բյուրեղում առաջանում է մակածված գիրոտրոպություն, ինչպես նաև պլազմոնների զրգաման ռեզոնանսային անկյան տեղաշարժ: Համաձայն թվային գնահատումների ոչ գծային ինքնազդեցության ε_{HA} գործակիցը 0,02 սմ³/էրգ կարգի է:

NONLINEAR SELF-ACTION OF PLASMONS IN LIQUID CRYSTALS

L. S. ASLANYAN, N. V. TABIRYAN, Yu. S. CHILINGARYAN

The possibility of some strong effects in the interaction of plasmons with a nematic liquid crystal is discussed. They manifest in the induced gyrotropy and the change in the resonance angle of plasmon excitation. The factor of self-action, ε_{HA} was shown to be of about 0.02 cm³/erg.