$$m = \sin^2\left(\frac{\Delta}{2}\right), \quad \text{где} \quad \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n \int_0^h \theta^2 dz,$$

Δn — разность показателей преломления лучей, поляризованных вдоль и поперек оптической оси ЖК; λ — длина волны света. Окончательно

$$\Delta = \frac{\pi \Delta n h^3}{210 \lambda \eta \omega} \left[\frac{a}{k} v_{x_0} v_{z_0}(0) \sin\left(kx - \varphi + \frac{\pi}{4}\right) \right]^2. \tag{7}$$

Пространственный период картины просветления равен половине длины волны моды, взаимодействующей с вязкой волной. Для первой моды $x_0 = 53$ мкм, что совпадает с экспериментальным значением. Результат расчета величины просветления по формуле (7) при амплитуде вязкой волны 2.7 Å представлен кривой 2 на рисунке.

Литература

[1] *Sripaipan C., Hayes C. F., Fang G. T.* Phys. Rev. A, 1977, v. 15, N 3, p. 1297—1303.
[2] *Кожевников Е. Н.* ЖЭТФ, 1982, т. 82, № 1, с. 161—166.
[3] *Miyano K., Shen Y. R.* Appl. Phys. Lett., 1976, v. 28, N 9, p. 473—475.
[4] *Пикин С. А.* Структурные превращения в жидких кристаллах. М., Наука, 1981. 336 с.

Акустический институт
им. академика Н. Н. Андреева
Москва

Поступило в Редакцию
16 июня 1987 г.

УДК 532.783 *Журнал технической физики, т. 58, в. 8, 1988*

БЫСТРАЯ ГИГАНТСКАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ «МНОГОСЛОЙНЫХ» ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ЯЧЕЕК

К. Е. Асатрян, Н. В. Табирян

1. Интерес к ориентационной оптической нелинейности жидких кристаллов (ЖК), в особенности нематических ЖК (НЖК), весьма высок (см., например, обзор [1]). Но практическое применение многих замечательных свойств этой нелинейности сдерживается большими временами релаксаций. Как известно, время установления гигантской нелинейности τ можно оценить формулой

$$\tau \sim \gamma L^2 / K, \tag{1}$$

L — толщина жидкокристаллического слоя, K — константа Франка, γ — константа вязкости. Нелинейный набег фазы $\delta\Phi$ также зависит от толщины ячейки

$$\delta\Phi \sim \frac{1}{\lambda} \frac{\Delta\varepsilon^2 L^3}{K} |E|^2, \tag{2}$$

где λ — длина волны света, $\Delta\varepsilon$ — анизотропия диэлектрической проницаемости НЖК на световой частоте, E — комплексная амплитуда напряженности электрического поля световой волны.

Поэтому уменьшение τ для данного ЖК посредством уменьшения L приводит к значительному уменьшению нелинейности $\sim L^3$.

В настоящей работе мы рассмотрим нелинейно-оптические свойства многослойной ЖК ячейки и покажем, что она позволяет сократить время релаксации ориентационной нелинейности без существенного уменьшения величины нелинейности, а также осуществить сильное ориентационное взаимодействие световых волн и ЖК с малой оптической анизотропией.

2. Пусть многослойная ЖК ячейка состоит из N одинаковых слоев толщины l. На границах каждого слоя имеется жесткое задание ориентации (например, гомеотропная). В каждом из слоев нелинейный набег фазы будет малым при малой l, и потому в каждом из них не

произойдет существенного изменения параметров пучка. Тогда для всей многослойной ячейки величина нелинейного набега фазы будет

$$\delta\Phi_N \sim N \frac{1}{\lambda} \frac{\Delta\varepsilon^2 l^3}{K} |E|^2. \tag{3}$$

Максимальное число слоев N должно быть выбрано из условия прозрачности ячейки: $Nl \sim \sigma^{-1}$, где σ (см$^{-1}$) — коэффициент экстинкции.

Сравним нелинейные набеги фаз и время релаксации для многослойной ячейки и «обычной» ячейки толщиной L (при одинаковых остальных параметрах, таких как интенсивность света, константы Франка и т. д.)

$$\frac{\delta\Phi_N}{\delta\Phi} \sim \frac{1}{\sigma L}\left(\frac{l}{L}\right)^2, \quad \frac{\tau_N}{\tau} \sim \left(\frac{l}{L}\right)^2. \tag{4}$$

Таким образом, при $l \ll L$ достигается существенное сокращение времени релаксации нелинейности в $(l/L)^2$ раз. В то же время нелинейный набег фазы уменьшается не в $(l/L)^3$ раз, а менее чем $(l/L)^2$ раз, так как параметр $\sigma L < 1$. Сделаем численные оценки. Пусть $l=2\times10^{-3}$ см, $L=2\cdot10^{-2}$ см, $\sigma \sim 10$ см$^{-1}$. Тогда достигается стократный выигрыш во времени релаксации $\tau_N/\tau \sim 10^{-2}$. Нелинейный же набег фазы уменьшается всего в 20 раз, в то время как при использовании однослойной ячейки нелинейный набег фазы уменьшился бы в $(l/L)^3 \sim 10^3$ раз. Число слоев при этом $N \approx 50$.

3. В последнее время интенсивно исследуются физические свойства двуосных ЖК и других жидкокристаллических систем, обладающих слабой оптической анизотропией $\Delta\varepsilon$. С первого взгляда ориентационная нелинейность таких сред должна быть малой, так как, согласно (2), $\delta\Phi \sim \Delta\varepsilon^2$. Покажем, что использование многослойных ячеек позволит осуществить эффективное нелинейное ориентационное самовоздействие света в средах с малой оптической анизотропией.

Рассмотрим два типа ЖК с одинаковыми характерными параметрами, но будем считать анизотропию одной из них малой: $\Delta\varepsilon^{(1)} \ll \Delta\varepsilon^{(2)}$. Тогда отношение нелинейных набегов фаз в многослойной ячейке с оптической анизотропией ЖК $\Delta\varepsilon^{(1)}$ и в однослойной ячейке с оптической анизотропией ЖК $\Delta\varepsilon^{(2)}$ будет

$$\frac{\delta\Phi_N}{\delta\Phi} \sim N\left(\frac{\Delta\varepsilon^{(1)}}{\Delta\varepsilon^{(2)}}\right)^2\left(\frac{l}{L}\right)^3, \tag{5}$$

С учетом $Nl \sim \sigma_1^{-1}$ (σ_i — коэффициент экстинкции для i-го типа ЖК) выражение (5) можно переписать в виде

$$\frac{\delta\Phi_N}{\delta\Phi} \sim \left(\frac{\Delta\varepsilon^{(1)}}{\Delta\varepsilon^{(2)}}\right)^2\left(\frac{l}{L}\right)^2\frac{\sigma_2}{\sigma_1}\frac{1}{\sigma_2 L}. \tag{6}$$

Поскольку коэффициент экстинкции в ЖК связан с рассеянием света (см., например, [2]) флуктуациями директора, то $\sigma \sim \Delta\varepsilon^2$ и поэтому

$$\frac{\delta\Phi_N}{\delta\Phi} \sim \left(\frac{l}{L}\right)^2\frac{1}{\sigma_2 L}. \tag{7}$$

Таким образом, так как $\sigma_2 L < 1$ и величина l может быть порядка L, получим, что $\delta\Phi_N$ может быть порядка или даже больше нелинейного набега фазы в слое ЖК с большой оптической анизотропией.

Из формулы (3) с учетом $Nl \sim \sigma_1^{-1} \sim \Delta\varepsilon^{-2}$ следует, что $\delta\Phi_N$ не зависит от малого параметра $\Delta\varepsilon^2$, т. е. уменьшение нелинейного набега фазы из-за уменьшения оптической анизотропии можно компенсировать увеличением числа слоев ЖК.

4. Представляет интерес оценить максимально возможную величину ориентационной оптической нелинейности. Будем характеризовать ее самофокусировочной константой ε_2 (см^3/эрг)

$$\varepsilon_2 \propto \Delta\varepsilon^2 L^2/K. \tag{8}$$

Очевидно, наибольшее значение ε_2 будет достигаться в однослойной ячейке с максимально возможным значением L. Подставляя в (8) $L \sim \sigma^{-1}$ и учитывая, что

$$\sigma \sim \Delta\varepsilon^2 T/\lambda^2 K,$$

где T — температура в энергетических единицах, получим

$$\varepsilon_2 \infty \frac{\lambda^4}{a_m} \frac{1}{\Delta\varepsilon^2 T}, \tag{6}$$

где a_m — размер молекулы (здесь использована известная оценка $K \sim T/a_m$). При значениях параметров $\lambda \sim 10^{-4}$ см, $\Delta\varepsilon \sim 1$, $T \sim 10^{-14}$ эрг, $a_m \sim 10^{-7}$ см из (9) получим $\varepsilon_2 \sim 10^5$ см^3/эрг. На самом деле значение ε_2 гораздо меньше, так как для сохранения однородности ориентации ЖК ячеек используются толщины $L < \sigma^{-1}$.

Отметим, что одно из замечательных свойств ориентационной нелинейности состоит в ее нерезонансности. В то же время мы видим, что максимально возможный нелинейный набег фазы весьма сильно зависит от длины световой волны $\delta\Phi_m \sim \lambda^5$. Для однослойной прозрачной ячейки имеем $\delta\Phi \sim \lambda^{-1}$, для многослойной же ячейки $\delta\Phi_N \sim \lambda$.

Интересно заметить также, что если $\delta\Phi/\delta\Phi_m \sim (\sigma L)^3$, то $\delta\Phi_N/\delta\Phi_m \sim (\sigma L)^2$.

5. Выше мы рассматривали фактически наклонное распространение световой волны относительно директора, не выписывая явным образом факторы, связанные с конкретной геометрией эксперимента. При нормальном падении волны на гомеотропный слой НЖК переориентация приобретает пороговый характер, причем пороговая плотность мощности $P \sim L^{-2}$. Поэтому в многослойной ячейке с тонкими слоями P может оказаться столь большой, что практически исключится возможность переориентации при нормальном падении световой волны на НЖК.

Авторы благодарят Б. Я. Зельдовича за ценные обсуждения.

Литература

[1] *Зельдович Б. Я., Табирян Н. В.* УФН, 1985, т. 147, № 4, с. 633—674; *Khoo I. C., Shen Y. R.* Opt. Engin., 1985, v. 24, N 2, p. 579—585; *Tabiryan N. V., Sukhov A. V., Zel'dovich B. Ya.* Mol. Cryst. Liquid Cryst., 1986, v. 136, N 1, p. 1—140.

[2] *Вальков А. Ю., Зубков Л. А., Романов В. П.* Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 40, № 7, с. 281—283.

Институт прикладных проблем физики
АН АрмССР

Поступило в Редакцию
22 июня 1987 г.

УДК 538.561 *Журнал технической физики, т. 58, в. 8, 1988*

ИЗЛУЧЕНИЕ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКОГО ЗАРЯДА НА ГРАНИЦЕ ПОЛЯ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ

А. Р. Мкртчян, Л. Ш. Григорян

Проблема излучения заряда, движущегося в неоднородной среде [1-3], исследована многими авторами. В частности, большой практический и теоретический интерес представляет рентгеновское переходное излучение [2]. Важным является также вопрос управления параметрами излучения (усиление, монохромотизация). В данной работе рассмотрено излучение ультрарелятивистского заряда в рентгеновском диапазоне длин волн, индуцированное ультразвуком. Эта задача исследована в [3]. Однако до сих пор не изучено влияние границы поля ультразвуковой волны на параметры такого излучения. В качестве простейшей задачи подобного рода рассмотрим электромагнитное излучение, возникающее при пролете ультрарелятивистского заряда сквозь границу z_0, разделяющую однородную область среды от области, возмущенной ультразвуковыми колебаниями. В этом случае диэлектрическую проницаемость вещества (магнитную проницаемость считаем равной 1) можно представить в виде

$$\varepsilon = \begin{cases} \varepsilon_0 & \text{при} \quad z < z_0, \\ \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon \cos(k_0 z - \omega_0 t + \varphi) & \text{при} \quad z > z_0, \end{cases} \tag{1}$$