

межутка. При фиксированной энергии излучения лазера величина тока обрыва остается постоянной, поскольку начальная концентрация плазмы и нейтралов не меняется, а обрывы наступают при $\sim 100\%$ ной ионизации плазмы и нейтралов в промежутке. Увеличение энергии лазерного излучения приводит к увеличению концентрации плазмы и нейтралов, соответственно увеличивается ток обрыва (критический ток). Отметим, что, по-видимому, имеется оптимальная концентрация плазмы и нейтралов для получения максимальных скоростей обрыва тока. Применение электродов из металлов с меньшим атомным номером (для полной ионизации надо оторвать от атома меньшее количество электронов и легкие атомы имеют более резкую границу между первым и последующими потенциалами ионизации) позволяет получать большие скорости обрыва тока.

Рост проводимости в промежутке после обрыва тока можно связать с поступлением в промежуток паров и плазмы катодного и анодного факелов, которые образуются при протекании тока. При увеличении межэлектродного зазора и (или) уменьшении зарядного напряжения реализуются обрывы тока без последующего пробоя. Осциллограммы импульсов напряжения и тока для такого режима показаны на рис. 4. Ток после обрыва составляет $\sim 30\%$ от максимального и уменьшается за время ~ 500 нс. Выброс напряжения на данной осциллограмме превышал зарядное напряжение в 2 раза.

Таким образом, в плазме, создаваемой лазерным излучением, можно получать стабильные обрывы тока.

Авторы благодарят Б. М. Ковальчука за иницирование данной работы и полезные обсуждения.

Литература

- [1] Месля Г. А. Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии. Новосибирск: Наука, 1973. 169 с.
- [2] Месля Г. А., Проскуровский Д. И. Импульсный электрический разряд в вакууме. Новосибирск: Наука, 1984, 256 с.
- [3] Ottinger P. F., Goldstein S. A., Meger R. A. J. Appl. Phys., 1984, v. 56, N 3, p. 774—784.
- [4] Ковальчук Б. М., Месля Г. А. ДАН СССР, 1985, т. 284, № 4, с. 857—859.
- [5] Мжеидзе Г. П., Плюто А. А., Корон Е. Д. ЖТФ, 1971, т. 41, № 5, с. 952—962.
- [6] Луценко Е. И., Середа Н. Д., Корон Е. Д. ЖТФ, 1975, т. 45, № 4, с. 789—796.
- [7] Бульгин В. С., Лебедев В. Б., Пряникова Г. А. и др. ЖТФ, 1975, т. 45, № 4, с. 892—895.
- [8] Мельченко С. В., Панченко А. Н., Тарасенко В. Ф. Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 3, с. 171—175.
- [9] Сливков Н. Н. Процессы при высоком напряжении в вакууме. М.: Энергоиздат, 1986. 256 с.
- [10] Иваненков Г. В. Препринт ФИАН № 318. М., 1985.
- [11] Смирнов Б. М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. М.: Атомиздат, 1968.

Институт сильноточной электроники
СО АН СССР
Томск

Поступило в Редакцию
12 июня 1987 г.

АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ, ВЫЗВАННЫЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ПОВЕРХНОСТНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ И ВЯЗКОЙ ВОЛНЫ В ОРИЕНТИРОВАННОМ СЛОЕ НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

Д. И. Анисеев, Ю. В. Бочаров, А. Д. Вужва

В настоящей работе исследуется оптический отклик гомеотропно ориентированного слоя нематического жидкого кристалла (НЖК) на воздействие поверхностной акустической волны (ПАВ) при дополнительном когерентном возбуждении в слое вязкой волны. Такое комбинированное воздействие приводит к существенному изменению характера оптического отклика по сравнению с обычным ультразвуковым воздействием [1^{-3}].

ПАВ возбуждалась в кварцевой подложке Y -среза. Слой НЖК марки Н-8 гомеотропной ориентации толщиной 40 мкм был помещен между подложкой и стеклянной пластиной. Для генерации вязкой волны в слое использовалась кварцевая пластина Y -среза. Рабочая частота 28.9 МГц. Измерение оптической прозрачности слоя проводилось в скрещенных поляроидах, оси которых составляли 45° с направлением распространения ПАВ. Измерения скоростей и амплитуд собственных мод ЖК ячейки проводились по дифракции монохроматического света на зеркальном покрытии подложки.

При воздействии ПАВ в ЖК ячейке возбуждались две моды со скоростями $c_1 = 3.2 \cdot 10^5$ и $c_2 = 1.5 \cdot 10^5$ см·с $^{-1}$, причем вторая мода быстро затухала при распространении вдоль слоя. Картина просветления, появляющаяся в результате их взаимодействия, представляла собой ряд полос, расположенных у ближнего к преобразователю ПАВ края слоя НЖК. При дополнительной генерации вязкой волны в области ее взаимодействия с первой модой наблюдалось просветление в виде регулярной системы полос с пространственным периодом $x_0 = 55 \pm 5$ мкм.

Измерения величины просветления m в зависимости от амплитуды ПАВ (u_{20}) представлены на рисунке. На линейных участках кривых при воздействии ПАВ $m \sim u_{20}^2$ (кривая 1), что соответствует результатам работы [3]; при дополнительной генерации вязкой волны $m \sim u_{20}^4$ (кривая 2). Условный порог (мощность ПАВ, соответствующая уровню $m = 10^{-2}$) во втором случае ниже на порядок.

Определим величину просветления гомеотропно ориентированного слоя НЖК, возникающего при взаимодействии вязкой волны и одной из собственных мод ЖК ячейки. Пусть ось z направлена по нормали к слою, границы которого имеют координаты $0, h$. Нас интересует поворот молекул НЖК в плоскости (x, z) , вызываемый стационарным потоком V вдоль оси x . Уравнение для потока имеет вид

$$\eta \frac{\partial^3 V}{\partial z^3} = \rho \frac{\partial^2}{\partial z^2} \langle v_x v_z \rangle, \quad (1)$$

где η — коэффициент вязкости, ρ — плотность ЖК, знак $\langle \rangle$ означает усреднение по времени. Компоненты скоростей вязкой волны и собственной моды слоя

$$v_x = v_{x_0} \cos(\omega t - \delta z) e^{-\delta x}, \quad (2)$$

$$v_z = v_{z_0}(z) \cos(\omega t - kx + \varphi), \quad (3)$$

где ω — частота. Для волновых векторов $\delta = \sqrt{\rho\omega/2\eta}$ и $k = \omega/c_1$ в области частот $\omega > 10^6$ с $^{-1}$ выполнены условия $\delta \gg k$, $\delta h \gg 1$, поэтому решение уравнения (1) с граничными условиями

$$V(0) = V(h) = 0, \quad \int_0^h V dz = 0 \quad (4)$$

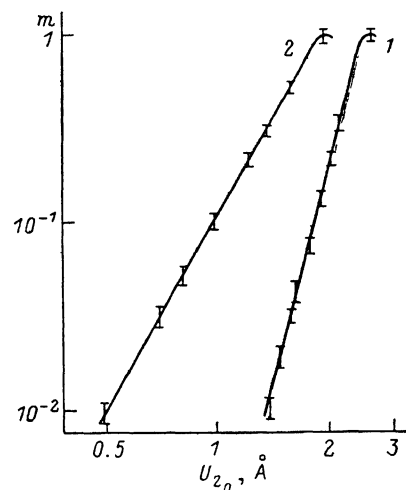
имеет вид

$$V = \frac{\rho v_{x_0} v_{z_0}(0)}{2\sqrt{2}\eta\delta} \left[\cos\left(kx - \varphi + \frac{\pi}{4} - \delta z\right) e^{-\delta x} - \cos\left(kx - \varphi + \frac{\pi}{4}\right) \left(1 - 4\frac{z}{h} + 3\frac{z^2}{h^2}\right) \right]. \quad (5)$$

Используя (5), можно стандартным методом [4] определить угол поворота молекул ЖК из уравнения

$$K \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} = a \frac{\partial V}{\partial z}, \quad \theta(0) = \theta(h) = 0 \quad (6)$$

($K = K_3$ — упругая постоянная продольного изгиба, $a = a_2$ — коэффициент вязкости Лесли) и величину просветления слоя ЖК в скрещенных поляроидах



Зависимость величины просветления слоя НЖК от амплитуды ПАВ.

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

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

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

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 \AA 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] *Кожеевников 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. Табиран

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

$$\tau \sim \gamma L^2 / K, \quad (1)$$

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

$$\delta\Phi \sim \frac{1}{\lambda} \frac{\Delta\epsilon^2 L^3}{K} |E|^2, \quad (2)$$

где λ — длина волны света, $\Delta\epsilon$ — 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