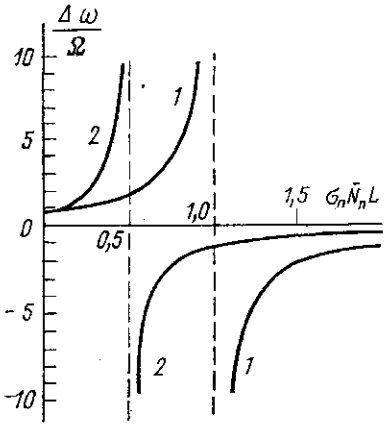
Исследование устойчивости генерации в КЛ, содержащем резонансно-поглощающую среду, показало, что вблизи порога генерации инкремент (декремент) возмущения амплитуды поля оказывается равным

$$\lambda = -\gamma_{\text{п}} D. \tag{12}$$

Из (12) следует, что при $D<0$ стационарная генерация в КЛ становится неустойчивой.



Зависимость относительной разности частот встречных волн $\Delta\omega/\Omega$ от $\sigma_{\text{п}}\bar{N}_{\text{п}}L$ при $\gamma_{\text{п}} = \frac{1}{2} \times \frac{c}{L\sqrt{\varepsilon_0}}$ (кривые *1*) и $\gamma_{\text{п}} = \frac{1}{4}\frac{c}{L\sqrt{\varepsilon_0}}$ (кривые *2*)

Таким образом, проведенные исследования показали, что введение в резонатор лазера среды с достаточно сильной аномальной дисперсией может привести к возникновению существенных особенностей в частотных характеристиках кольцевых лазеров.

В заключение отметим, что аномальная дисперсия может быть получена не только вблизи центра линии поглощения, но и при использовании пары дифракционных решеток [5], некоторых типов интерферометров [6], призменных систем [7], а также волоконных световодов при создании в них светоиндуцированных фазовых решеток с помощью вспомогательных встречных световых волн [8]. Для внутрирезонаторных схем, требующих малых потерь, целесообразно использовать призменные системы. В частности, в кольцевом резонаторе, состоящем из двух зеркал и призмы, может быть получена как нормальная, так и аномальная дисперсия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Шпак И. В., Соломин А. В., Разгоняев И. В.//Опт. и спектр. 1986. **60**, № 1. С. 210—211. [2] Хромых А. М.//ЖЭТФ. 1966. **50**. С. 281—282. [3] Привалов В. Е., Филатов Ю. В.//Квант. электроника. 1977. **4**, № 7. С. 1418—1425. [4] Post E. J.//Rev. Mod. Phys. 1967. **39**, N 2. P. 475—493. [5] Treacy E. B.//Phys. Lett. 1968. **A28**, N 1. P. 34—35; Johnson A. M., Stolen R. H., Simpson W. M.//Appl. Phys. Lett. 1984. **44**, N 8. P. 729—731. [6] Duguay M. A., Hansen J. W.//Appl. Phys. Lett. 1969. **14**, N 1. P. 14—16. [7] Fork R. L., Martinez O. E., Gordon J. P.//Opt. Lett. 1984. **9**, N 5. P. 150—152; 153—155. [8] Winful H. G.//Appl. Phys. Lett. 1985. **46**, N 6. P. 527—529.

Поступила в редакцию
11.09.86

АКУСТИКА И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

УДК 532.783

НЕЛИНЕЙНАЯ ОРИЕНТАЦИОННАЯ УПРУГОСТЬ НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

Ю. В. Васильев, Е. Ф. Курицына

(кафедра общей физики для физического факультета)

В работе [1] экспериментально обнаружены пороговые физические явления — скачки пространственной направленности закрученных конфигураций векторного поля директора **n**(**r**) нематического жидкого кристалла (НЖК) в плоскопараллельной оптической ячейке. Ее натертые подложки ориентируют слой НЖК планарно, а одно-

родное двухкомпонентное магнитное поле $\mathbf{H}=(h, H, 0)$, компланарное подложкам, создает одномерные деформации типа кручения. Составляющая поля h параллельна направлению натирания, а H — перпендикулярна и превышает величину поля перехода Фредерикса

$$H_F=\frac{\pi}{L}\left(\frac{K_2}{\chi_a}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

Здесь L — толщина слоя НЖК, K_2 — коэффициент ориентационной упругости кручения и χ_a — анизотропная часть магнитной восприимчивости НЖК [2].

Опыт показывает [1], что в случае типичного нематика МББА скачки происходят, когда между составляющими магнитного поля выполняется соотношение $p=\pm 0{,}9\, q^{3/2}$, где $p=h/H_F$ и $q=H/H_F-1$. Теория данного явления, построенная в предположении справедливости гуковского характера ориентационной упругости НЖК, приводит [3] к качественно совпадающей зависимости $p=\pm\frac{2\pi}{3\sqrt{3}}q^{\frac{3}{2}}$. Однако ее коэффициент $2\pi/(3\sqrt{3})$ на 30% превышает экспериментальное значение. Это говорит о том, что принятая аппроксимация упругих свойств НЖК оказывается недостаточной вблизи пороговых значений магнитного поля, при которых ожидаются скачки от чрезмерно закрученной конфигурации к энергетически более выгодной — с противоположной пространственной направленностью и менее закрученной.

Так как в точке перехода Фредерикса имеет место особенность вида x^4, то при разложении в ряд плотности свободной энергии НЖК существенные вклады вносят члены в степени не выше четвертой [3]. Поэтому для деформаций кручения $n_x=\cos\varphi(z)$, $n_y=\sin\varphi(z)$, $n_z=0$ плотность упругой энергии представим в виде двух членов ряда:

$$\frac{1}{2}K_2\left(\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right)^2+\frac{1}{4}K_2'\left(\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right)^4.$$

Для малых деформаций кручения $\varphi(z)=a\sin(\pi z/L)$, $|a|\ll 1$ сумма магнитной и упругой энергий вблизи точки перехода Фредерикса ($p\ll 1$, $q\ll 1$) пропорциональна величине $(1+\varkappa_2)a^4-8qa^2-(32/\pi)pa$. Здесь за единицу принят вклад магнитной энергии в точке перехода Фредерикса, где $p=q=0$. Безразмерный параметр $\varkappa_2=\frac{3}{2}\left(\frac{\pi}{L}\right)^2\left(\frac{K_2'}{K_2}\right)$ характеризует изменение крутизны потенциальной ямы в этой точке из-за влияния первой нелинейной поправки в законе упругости НЖК. Учет этой поправки позволяет получить уточненное теоретическое выражение для пороговых значений составляющих магнитного поля, при которых происходят скачки:

$$p=\pm\frac{2\pi}{3\sqrt{3(1+\varkappa_2)}}q^{\frac{3}{2}};\quad q>0.$$

Оно может быть использовано для количественной оценки параметра $\varkappa_2$ и соответствующей первой нелинейной поправки K_2'. Так, на основании данных работы [1] для слоя МББА толщиной 80 мкм в плоскопараллельной оптической ячейке величина $\varkappa_2$ оказывается приблизительно равной 0,8, что позволяет вычислить интересующую величину отношения первой нелинейной поправки к линейной части упругости МББА: $K_2'/K_2\approx 3\cdot 10^{-10}$ м^2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Васильев Ю. В., Курицына Е. Ф.//ЖТФ. 1984. 54, № 1. С. 189—191. [2] Zocher H.//Trans. Faraday Soc. 1933. 29, N 9. P. 931—949. [3] Васильев Ю. В.//ЖТФ. 1984. 54, № 2. С. 227—232.

Поступила в редакцию
12.06.86
После переработки
23.01.87