

$$q \Delta r \gg 2 \ln \left[\frac{H_0^{0.5} c^{2.5}}{8 \pi n_0 \delta \Delta T \mu^{2.5}} \right]. \quad (5)$$

При $n_0 = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\Delta T = 0.01$ град, $\delta = 0.01$, $\Delta r = 0.1$ см, $H_0 = 10 \text{ э}$, $\mu = 3 \cdot 10^5$ абс. единиц, для выполнения условия (5) необходимо $q = 500 \text{ см}^{-1}$, что вполне выполнимо.

В заключение укажем, что в анизотропной среде при $n = n_0$ и $H_0 = 0$ возникает стационарное поле

$$H_z = H_A(x) = \frac{4\pi}{c \sigma_{xx}} (\sigma_{yx} \alpha_{xx} - \sigma_{xx} \alpha_{yx}) \Delta T \left(1 - \frac{x}{\Delta r} \right),$$

т. е. КМ не только усиливает, но и генерирует стационарное поле. В анизотропной среде при зависимости концентрации вида (2) возможно получение внутри полого цилиндра поля $H = H_k$ при выполнении условия (5), в котором H_0 заменено на $H_A(x=0)$.

Л и т е р а т у р а

- [1] Г у р е в и ч Л.Э. - Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 11, в. 5, с. 269-271.
- [2] Г у р е в и ч Л.Э., М е з р и н О.А. - ЖЭТФ, 1970, т. 59, в. 3, с. 1005-1008.
- [3] И в а н о в Ю.Л. - Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 12, в. 1, с. 9-11.

Поступило в Редакцию
27 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 5

12 марта 1988 г.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В ЛИОТРОПНЫХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

А.Н. Н е с р у л л а е в

В данной работе исследованиями пропускания оптического излучения с $\lambda = 0.515$ мкм лиотропными жидкими кристаллами обнаружена нелинейная зависимость интенсивности прошедшего через эти кристаллы оптического излучения ($I_{\text{пр}}$) от интенсивности падающего на них излучения ($I_{\text{л}}$). Использованные лиотропные жидкие кристаллы представляли собой бинарные системы амфифил+вода, в которых амфифилами являлись октаоат калия (ОК) и наноат калия (НК). Были исследованы четыре композиции, находящиеся в анизо-

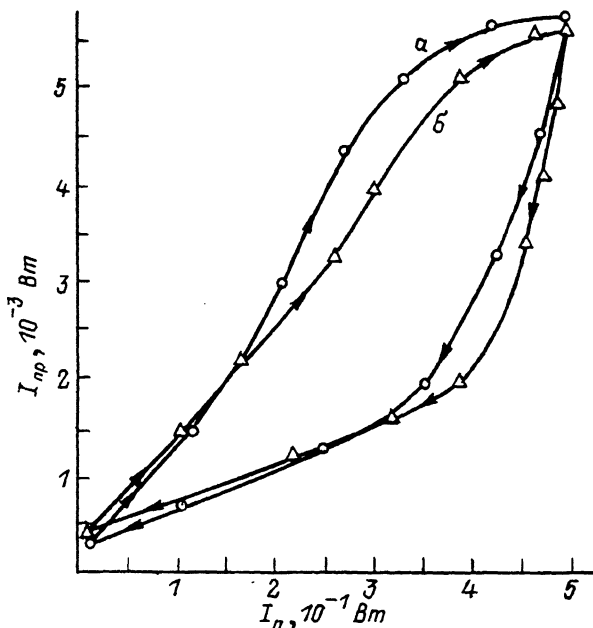


Рис. 1. Зависимости интенсивности прошедшего I_{np} от интенсивности падающего I_n для лиотропных жидких кристаллов 60 вес. % ОК + 40 вес. % H_2O (а) и 63 вес. % ОК + 37 вес. % H_2O (б).

тропной простой гексагональной мезофазе, представляющей собой гексагональную упаковку цилиндрических мицеллярных агрегатов квазibesконечной длины. Исследования проводились при комнатной температуре и в интервале мощностей падающего излучения 20–500 мВт с использованием линейной оптической системы «тонкопленочный волновод – пара оптически связанных призм», описанной в [1–3].

На рис. 1, 2 представлены зависимости I_{np} от I_n для лиотропных композиций, соответствующих различным концентрациям амфифила (60 вес. % ОК + 40 вес. % H_2O и 63 вес. % ОК + 37 вес. % H_2O – рис. 1 а, б соответственно; 50 вес. % НК + 50 вес. % H_2O и 55 вес. % НК + 45 вес. % H_2O – рис. 2 а, б соответственно). Как видно из этих зависимостей, в области больших интенсивностей падающего излучения для лиотропных жидкокристаллических систем наблюдается четко выраженная нелинейная зависимость $I_{np} = I_{np}(I_n)$.

Подобная нелинейная зависимость (как и недавно показанная нелинейность в термотропных жидких кристаллах [2–5]) связана с зависимостью показателя преломления $n = n_0 + n_2 I_n$, где n_0 – линейная часть показателя преломления (или зависимостью эффективной диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2(I_n)$, где ε_1 – ли-

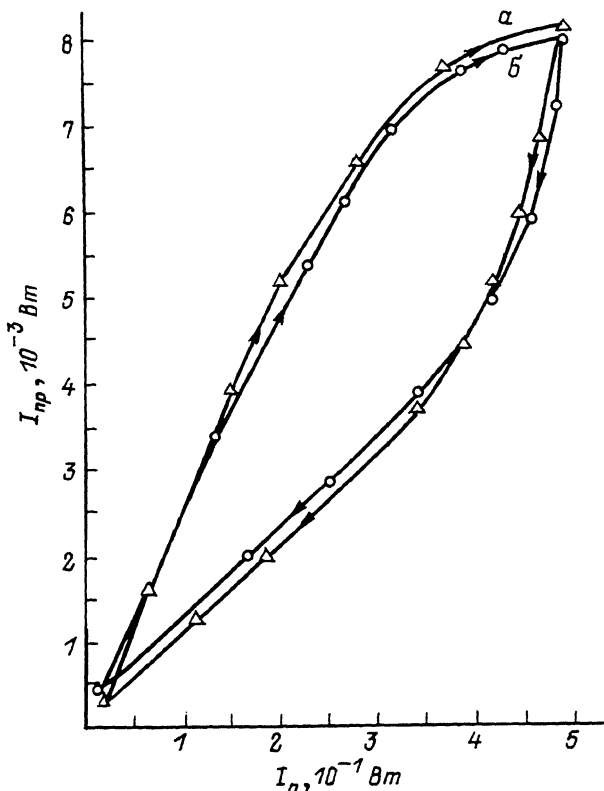


Рис. 2. Зависимости интенсивности прошедшего I_{np} от интенсивности падающего I_n для лиотропных жидких кристаллов 50 вес. % НК+50 вес. % H_2O (а) и 55 вес. % НК + 45 вес. % H_2O (б).

нейная часть диэлектрической проницаемости) жидкого кристалла от интенсивности падающей волны I_n . Такая зависимость для термотропных жидких кристаллов объясняется автором [6] возбуждением поверхностных волн в жидких кристаллах и поглощением энергии внешнего электромагнитного излучения этими волнами. То обстоятельство, что подобный эффект существует как для термотропных, так и для лиотропных жидких кристаллов, природа и структурные свойства которых существенно различны, говорит о подобии их электронных свойств, определяющих линейные и нелинейные восприимчивости в видимой части спектра.

Кроме этого, в работе [6] показано, что поверхностные волны в системе существуют при условии $\epsilon_2 < 0$, при этом в результате конечного поглощения энергии должно быть $|\epsilon_2| < \delta$, где δ — коэффициент затухания поверхностных волн. Для исследованных лиотропных жидких кристаллов, для которых наблюдается подобная тер-

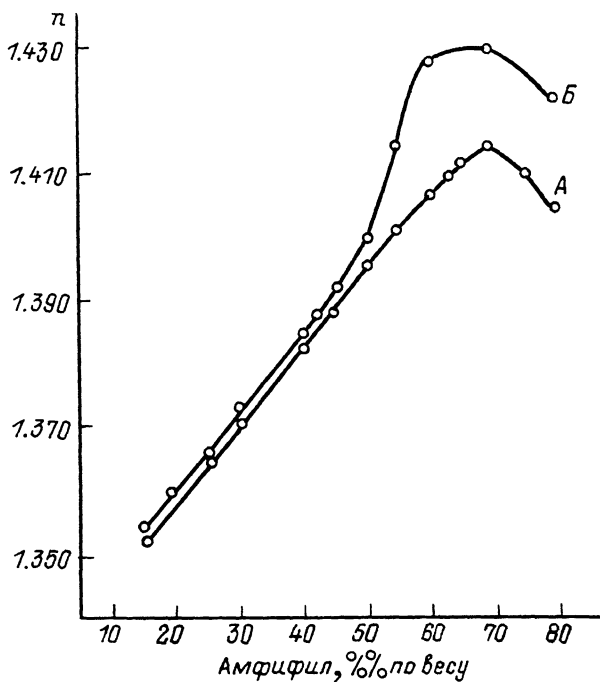


Рис. 3. Концентрационные зависимости показателя преломления неориентированных образцов исследованных лиотропных систем: А – система ОК + H₂O, Б – система НК + H₂O.

мотропным жидким кристаллам нелинейность, этот коэффициент также должен иметь определенное значение.

Исследования проводились с лиотропными системами без получения предварительной макроскопической ориентации мицеллярных агрегатов. В результате поглощения лиотропной жидкокристаллической системой оптического излучения большой интенсивности, падающего на нее, могло происходить изменение взаимодействия между мицеллярными агрегатами и противоионным диффузным облаком с последующей перестройкой структуры лиотропной системы. Такая перестройка приводит к частичной ориентации мицеллярных агрегатов лиотропной системы и изменению показателя преломления (на рис. 3 представлены концентрационные зависимости показателя преломления неориентированных образцов исследованных лиотропных систем). Изменение показателя преломления, связанное с поглощением энергии падающего на лиотропную жидкокристаллическую систему излучения, может быть ответственным за возникновение гистерезиса и ширину наблюдаемой петли.

- [1] V a c h H., S e a t o n C.T., S t e g e m a n C.J., K h o o I.C. - Opt. Lett., 1984, v. 9, N 6, p. 238-240.
- [2] V a l e r a J.D., S e a t o n C.T., S t e g e m a n G.I., S h o e m a k e r R.L., X u M a i, L i a o C. - Appl. Phys. Lett., 1984, v. 45, N 10, p. 1013-1015.
- [3] V a l e r a J.D., S v e n s s o n B., S e a t o n C.T., S t e g e m a n G.I. - Appl. Phys. Lett., 1986, v. 48, N 5, p. 573-580.
- [4] K h o o I.C. - Phys. Rev. A, 1982, v. 25, № 2, p. 1040-1048.
- [5] S a n t a n a m a t o E., S a s s o A., B r u z z e s e R., S h e n Y.R. - Opt. Lett., 1986, v. 11, N 7, p. 452-454.
- [6] K a p l a n A.E. - JEEE Journ. of Quant. Electr., 1981, v. QE-17, N 3, p. 336-340.

Азербайджанский государственный университет им. С.М. Кирова, Баку

Поступило в Редакцию 9 июля 1987 г.
В окончательной редакции 3 декабря 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 5

12 марта 1988 г.

УСИЛЕНИЕ ДАЛЬНОГО ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ ЭКСИМЕРНЫМИ МОЛЕКУЛАМИ ГАЛОГЕНИДОВ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

В.В. Д а ц ю к, И.А. И з м а й л о в,
В.А. К о ч е л а п

1. Эксимерные лазеры на галогенидах инертных газов наиболее исследованы к настоящему времени [1-4]. Одна из их особенностей состоит в том, что в результате физико-химических процессов происходит заселение верхних колебательных уровней возбужденных эксимерных молекул (ЭМ), а в генерации участвуют основной или несколько нижних колебательных уровней. Поскольку гетероядерные ЭМ характеризуются ионной связью, между их колебательными уровнями должны возникать радиационные ИК-переходы.

В настоящей работе впервые предсказывается 1) существование инверсной населенности между определенными колебательно-вращательными уровнями ЭМ и 2) усиление ИК-излучения, отвечающего переходам между этими уровнями.