

УДК 534.286

АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ В ПУЛЬСИРУЮЩИХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

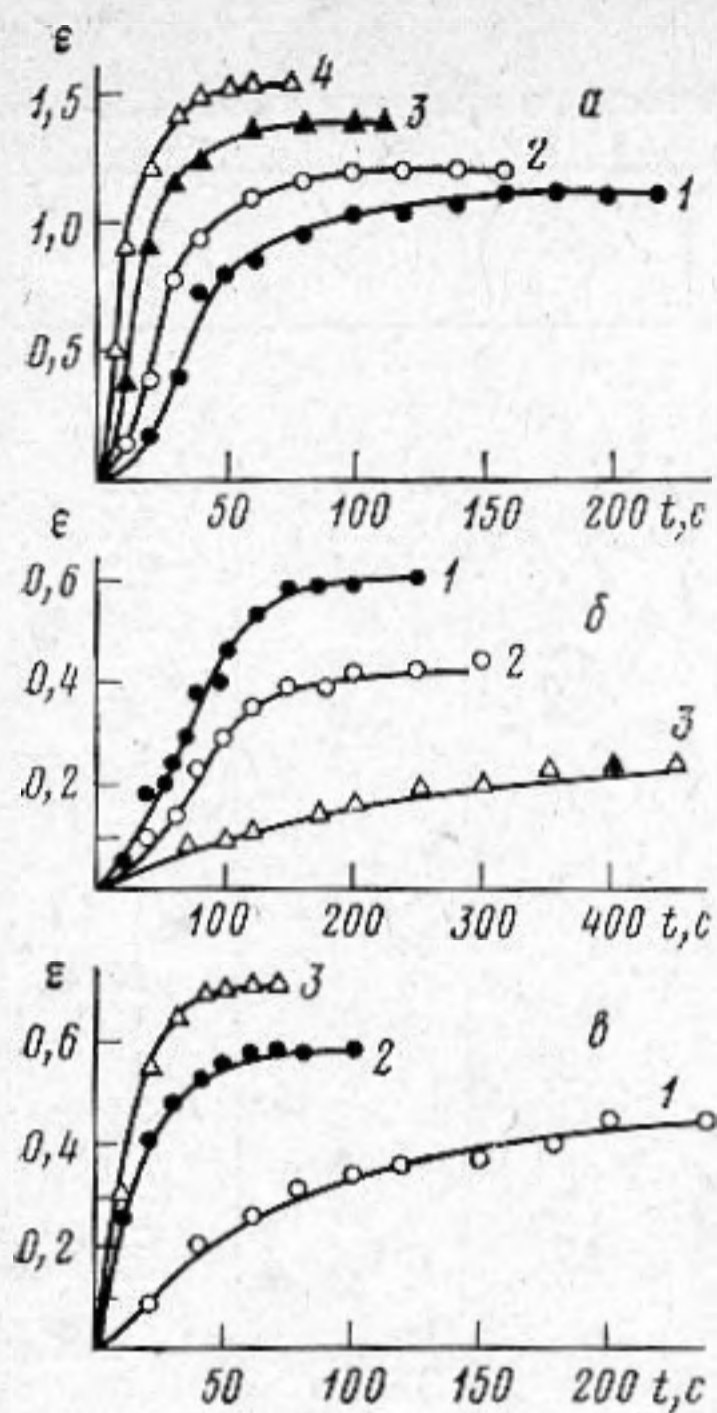
Геворкян Э. В., Лагунов А. С., Эргашев Д.

Исследовано влияние пульсирующего магнитного поля на акустические свойства жидких кристаллов. Получены временные зависимости коэффициента поглощения ультразвука бипарных жидкокристаллических смесей МББА и ЭББА при различных параметрах состояния (температуры, давления, магнитной индукции и концентрации).

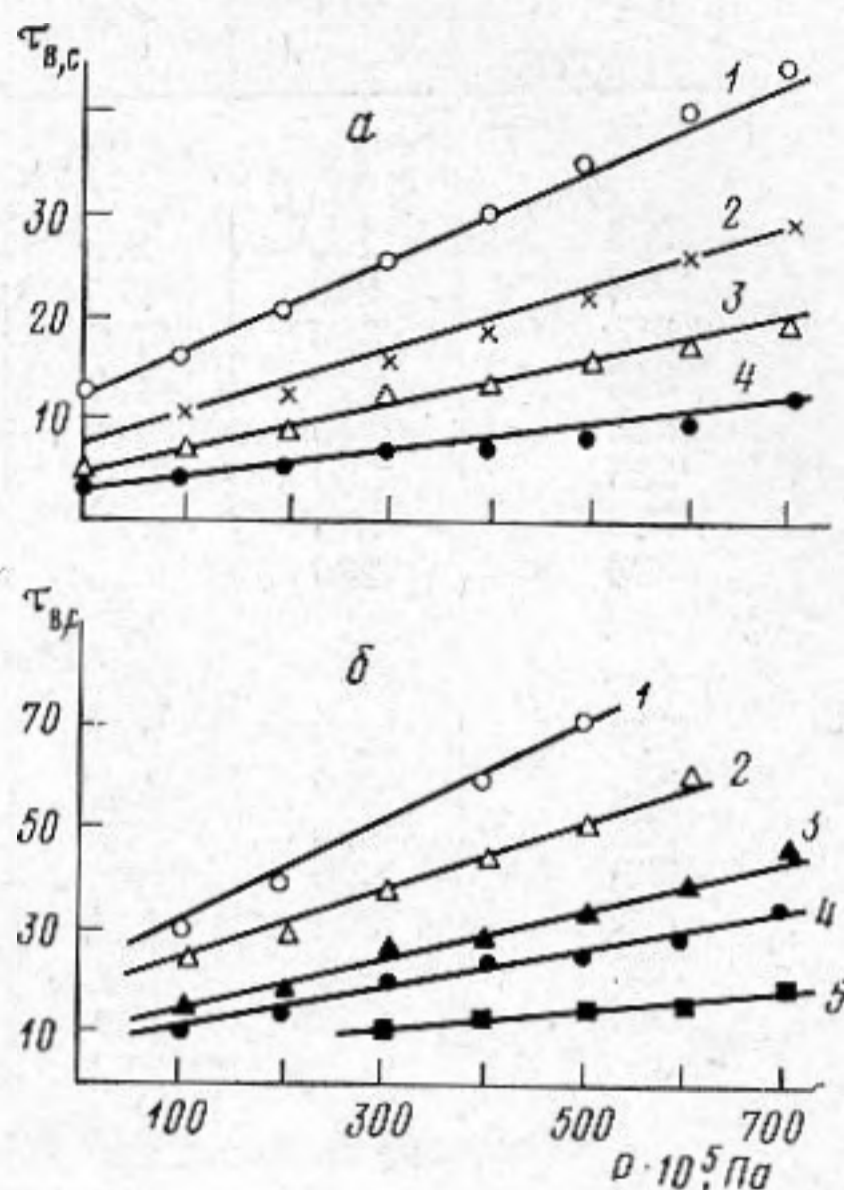
Изучение физических свойств нематических и смектических жидких кристаллов в присутствии ориентирующих факторов представляет большой научный и практический интерес. Экспериментальные исследования в изменяющихся магнитных полях открывают возможность получения информации о кинетике процессов, связанных с переориентацией директора, а также позволяют проверить адекватность существующих гидродинамических теорий жидких кристаллов. Анизотропия акустических параметров и их высокая чувствительность к структурным превращениям определяют эффективность изучения их поведения в изменяющихся (вращающихся [1] и пульсирующих) магнитных полях. По реакции на воздействие переменного поля можно исследовать вязкие и диамагнитные свойства жидких кристаллов при изменяющихся термодинамических параметрах состояния. Измерения коэффициента поглощения ультразвука в магнитных полях (0–0,4 Тл) были выполнены импульсно-фазовым методом фиксированного расстояния на частоте 3,14 МГц с погрешностью 3%. Описание конструкции акустической камеры и метода проведения эксперимента приведены в работе [2].

Объектами исследования являлись: *n-n*-метоксибензильден-*n*-бутиланилин (МББА, температура просветления $T_c=316,2$ К), *n-n*-этоксибензильден-*n*-бутиланилин (ЭББА, $T_c=352,4$ К) и их смеси в соотношениях 2:1 (ЖК-404, $T_c=324,7$ К) и 1:1 (Н-37, $T_c=330$ К). Выбор этих жидких кристаллов позволяет рассмотреть концентрационные зависимости их акустических и релаксационных параметров.

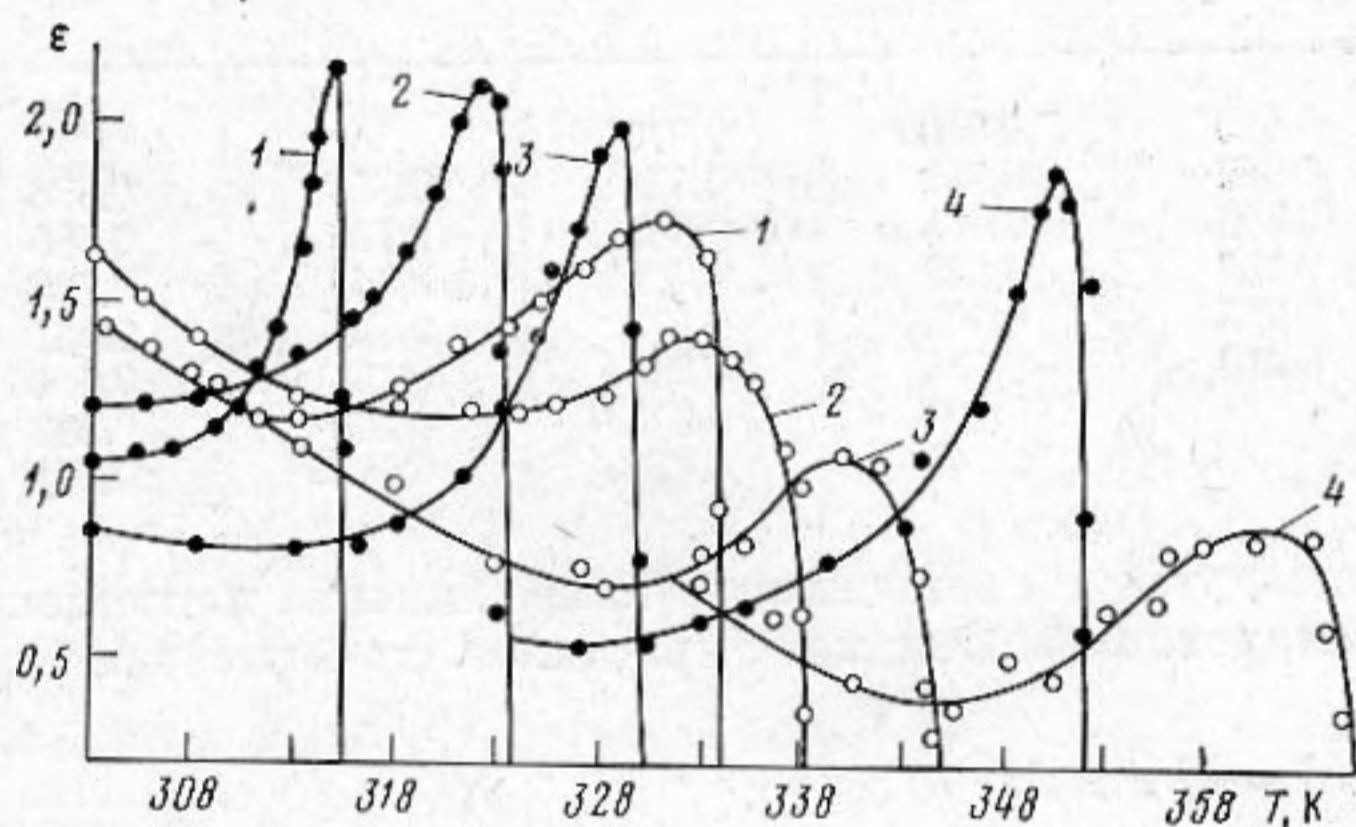
Наложение или снятие магнитного поля сопровождается замедленной реакцией упругих и диссипативных свойств нематического жидкого кристалла. Для зависимости анизотропных акустических параметров от времени характерно явление «насыщения». Время наступления «насыщения» анизотропии коэффициента поглощения ультразвука $\Delta\alpha(t)$ является функцией термодинамических параметров состояния и магнитной индукции (фиг. 1). В пределе больших значений времени максимальная величина анизотропии коэффициента поглощения $(\Delta\alpha)_m$ стремится к ее значению в статических магнитных полях для двух предельных ориентаций, когда $\mathbf{V}\perp\mathbf{k}$ и $\mathbf{V}\parallel\mathbf{k}$ (\mathbf{V} — вектор магнитной индукции, \mathbf{k} — волновой вектор, $\Delta\alpha=\alpha^{\parallel}-\alpha^{\perp}$). Температурная зависимость величины $(\Delta\alpha/f^2)_m$ (f — частота ультразвука) имеет характерный максимум при температурах, на 0,5–3 К меньших температуры просветления (фиг. 2). Максимальные значения $(\Delta\alpha/f^2)_m$ определяются температурой просветления вещества и статическим давлением. Увеличение давления приводит не только к «сглаживанию» максимума, но и к смещению соответствующей ему температуры в область больших значений. Характеристическое время (τ_v) , взятое на уровне 0,63 $(\Delta\alpha)_m$, зависит от P , T параметров состояния и магнитной индукции (табл. 1). Зависимость τ_v от температуры удовлетворительно описывается уравнением экспоненциального вида (типа Аррениуса) с энергией активации 30–40 кДж/моль, увеличиваю-



Фиг. 1



Фиг. 3



Фиг. 2

Фиг. 1. Зависимости анизотропии коэффициента поглощения ультразвука $\varepsilon = (\Delta\alpha/f^2) \cdot 10^{12}$, $\text{м}^{-1} \text{с}^2$ от времени: а) в МБА при $P=2 \cdot 10^7$ Па, $B=0,05$ Тл, $T=303$ К — кривая 1, 307,2 — кривая 2, 313 — кривая 3, 315 К — кривая 4. б) в Н-37 при $B=0,02$ Тл, $T=323$ К, $P=10^5$ Па кривая 1, $2 \cdot 10^7$ Па — кривая 2, $5 \cdot 10^7$ Па — кривая 3. в) в ЭБАА при $T=343$ К, $P=10^7$ Па, $B=0,02$ Тл — кривая 1, 0,04 Тл — кривая 2, 0,06 Тл — кривая 3

Фиг. 2. Температурные зависимости анизотропии коэффициента поглощения ультразвука в МБА (1), ЖК-404 (2), Н-37 (3) и ЭБАА (4) при $P=10^5$ Па (●) и $6 \cdot 10^7$ Па (○)

Фиг. 3. Зависимость характеристического времени τ_B от давления в ЭБАА: а) при $T=341$ К и $B=0,04$ Тл — кривая 1, 0,05 — кривая 2, 0,06 — кривая 3, 0,08 Тл — кривая 4. б) при $B=0,04$ Тл и 328 К — кривая 1, 333 — кривая 2, 341 — кривая 3, 351 — кривая 4 и 360 К — кривая 5

щейся с ростом давления до 60 кДж/моль ($P=10^8$ Па) и не зависящей от индукции магнитного поля. Время релаксации увеличивается с давлением по линейному закону (фиг. 3) и обратно пропорционально квадрату магнитной индукции (фиг. 4). Численные значения коэффициента пропорциональности $\Omega(P, T) = \tau_B \cdot B^2$ приводятся в табл. 2. Концентрационные зависимости τ_B при различных параметрах состояния, приведенные на фиг. 5, близки к линейным.

Температурные зависимости характеристического времени τ_B в Н-37

$B \cdot 10^4$, Тл	100	200	400	600	800	1000
T , К						
$P=2 \cdot 10^7$, Па						
303	1100	275	68	30	17	11
308	940	235	59	26	15	9,4
313	720	180	45	20	11	7,2
318	510	127	32	14	8,0	5,1
323	440	110	27	12	7,0	
325	360	90	22	10	5,6	
328	330	82	20	9,0	5,1	
333	260	65	16	7,0		
$P=10^8$, Па						
323	1170	468	73	32	18	12
325	1030	257	64	28	16	10
328	950	238	59	26	15	9,5
333	820	205	51	23	13	8,2
335	760	190	48	21	12	7,6
338	690	172	43	19	10	7,0
343	550	137	34	15	9,0	5,5

Таблица 2

Значения параметра $\Omega(P, T)$ (10^{-1} с Тл²) в ЭББА

$P \cdot 10^{-5}$, Па	200	400	500	700	800	900
T , К						
331	0,520	0,810	0,970			
338	0,340	0,558	0,650	0,890	0,996	
341	0,305	0,465	0,545	0,786	0,885	
345	0,285	0,428	0,474	0,645	0,756	
348	0,255	0,392	0,435	0,595	0,652	0,728
353	0,210	0,335	0,364	0,466	0,564	0,614
360		0,190	0,225	0,290	0,332	0,368
363		0,142	0,155	0,198	0,212	0,245

Как известно, угловая зависимость коэффициента поглощения ультразвука в ориентированном жидком кристалле хорошо описывается выражением

$$(1) \quad \alpha(\theta) = \alpha + c \cos^2 \theta + b \cos^4 \theta,$$

где θ — угол между волновым вектором и директором.

Ориентированный жидкокристаллический слой в пульсирующем магнитном поле, превышающем пороговое, испытывает переход Фредерикса. При небольших углах отклонения директора [3]

$$(2) \quad \theta(x_3, t) = \theta_m(t) \cos(\pi x_3/L),$$

причем при включении поля

$$(3) \quad \theta_m(t) = \theta_m(\infty) \left\{ 1 + \left[\frac{\theta_m^2(\infty)}{\delta^2} - 1 \right] \exp(-t/\tau) \right\}^{-1/2},$$

а при выключении поля

$$(4) \quad \theta_m(t) = \theta_m(\infty) \exp(-t/\tau_c),$$

где $\theta_m^2(\infty) = 4r_1(H/H_{01} - 1)$, $r_1 = K_1/K_3$, $r_2 = 1$, $r_3 = K_3/K_1$, $\delta^2 = kT/(\pi KL) \cdot \ln(H/H_0) > 0$, постоянные времена τ , $\tau_c \sim L^2$; $H_{01} = (\pi/L) \cdot (K/\Delta\chi)^{1/2}$. С учетом эффекта обратного потока для S-перехода при полях, незначительно превышающих пороговое (\downarrow),

$$\tau_1^{\downarrow} = \frac{L^2}{\pi^2 K_1} \frac{\gamma_1 - 2\alpha_3^2 / (\alpha_3 + \alpha_4 + \alpha_6)}{H^2 / H_{01}^2 - 1},$$

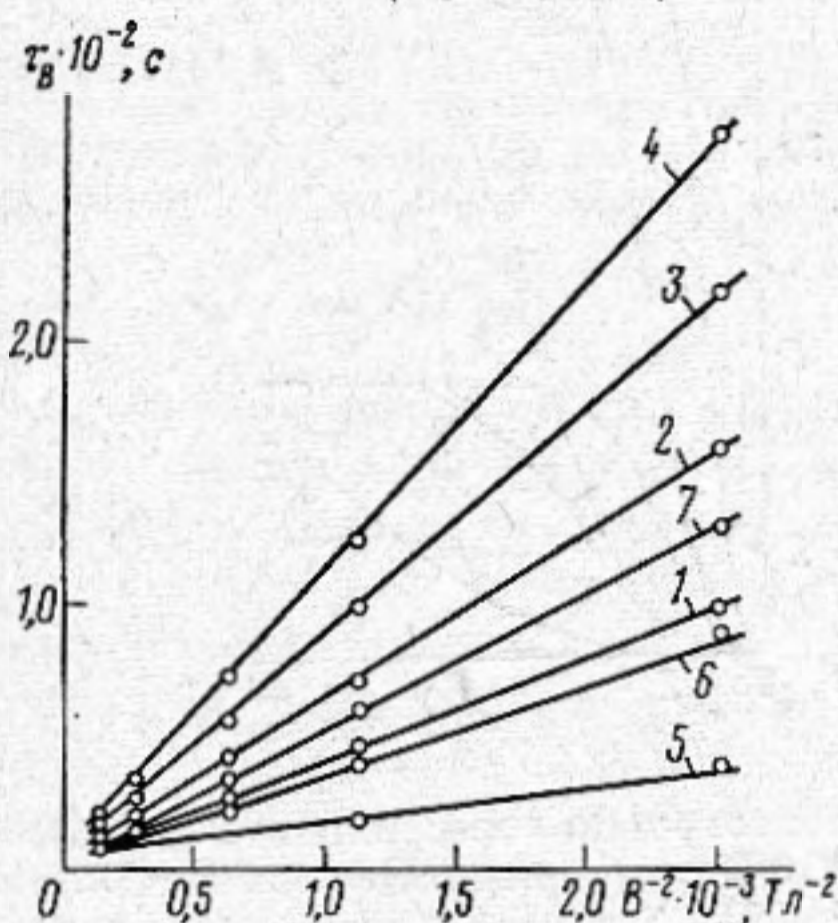
а при больших полях (\uparrow)

$$\tau_1^\dagger = \frac{2\rho L^2}{\pi^2(\alpha_3 + \alpha_4 + \alpha_6)},$$

для B -перехода

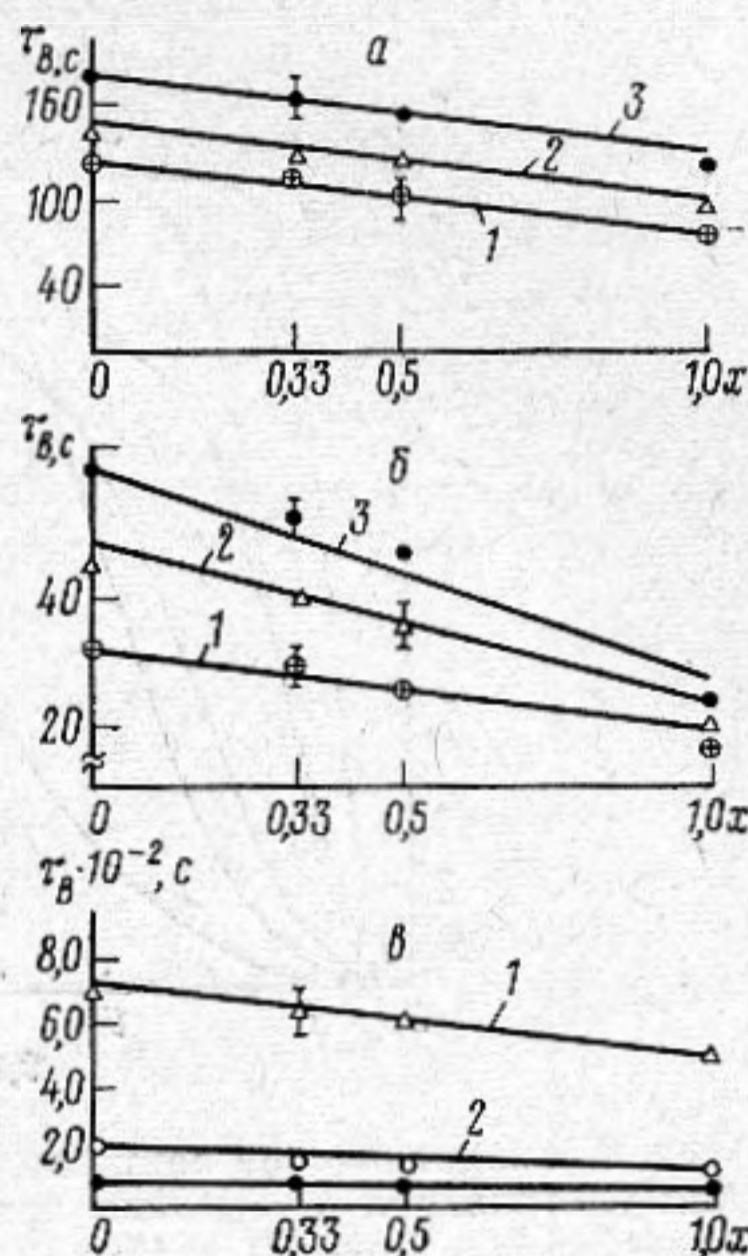
$$\tau_3^\dagger = \frac{L^2 \gamma_1 - 2\alpha_2^2 / (\alpha_4 + \alpha_5 - \alpha_2)}{\pi^2 K_3 \frac{H^2 / H_{0s}^2 - 1}{2\rho L^2}}$$

$$\tau_3^\dagger = \frac{2\rho L^2}{\pi^2(\alpha_4 + \alpha_5 - \alpha_2)}.$$



Фиг. 4

Фиг. 4. Зависимость характеристического времени τ_B от B^{-2} в ЭББА при $T=328$ К и $P=10^5$ Па (1), $2 \cdot 10^7$ (2), $3 \cdot 10^7$ (3), $5 \cdot 10^7$ Па (4) и $T=347,5$ К и $P=10^5$ Па (5), $3 \cdot 10^7$ (6), $6 \cdot 10^7$ Па — (7)



Фиг. 5

Фиг. 5. Концентрационные зависимости характеристического времени τ_B а) при $\Delta T=20$ К, $B=0,02$ Тл и $P=10^5$ Па кривая 1, $5 \cdot 10^7$ кривая 2, $7 \cdot 10^7$ Па кривая 3; б) при $P=10^5$ Па, $B=0,03$ Тл и $\Delta T=4,2$ К — кривая 1, 10 — кривая 2, 15 К — кривая 3; в) при $P=7 \cdot 10^7$ Па, $\Delta T=20$ К и $B=0,01$ Тл — кривая 1, 0,02 — кривая 2, 0,03 Тл — кривая 3. Экспериментальные данные соответствуют МББА (концентрация ЭББА в смеси $x=0$), ЖК-404 ($x=0,33$), Н-37 ($x=0,50$) и ЭББА ($x=1$)

Постоянные времена для выключения поля

$$\tau_{ci} = \gamma_i L^2 / (\pi K_i).$$

В общем случае зависимость $\theta(x_3, t)$ можно получить численным решением на ЭВМ уравнений гидродинамики Лесли — Эриксона.

Акустические параметры слоя определим выражениями для S -перехода

$$(5) \quad \bar{\alpha}(t) = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} \alpha(\theta(x_3, t)) dx_3 = a + c/2 \theta_m^2(t) + \frac{3}{8} b \theta_m^4(t)$$

и для B -перехода ($\theta \rightarrow \pi/2 - \theta$)

$$(6) \quad \bar{\alpha}(t) = a + c + b - (b + c/2) \theta_m^2(t) - \frac{3}{8} b \theta_m^4(t).$$

Анализ поведения первоначально неориентированного в отсутствие поля образца в пульсирующем магнитном поле показывает, что при включении поля в больших объемах нематического жидкого кристалла

$$(7) \quad \Delta \alpha(t) = \alpha^{\parallel}(t) - \alpha(0) = c(\overline{\cos^2 \theta(t)} - 1/3) + b(\overline{\cos^4 \theta(t)} - 1/5),$$

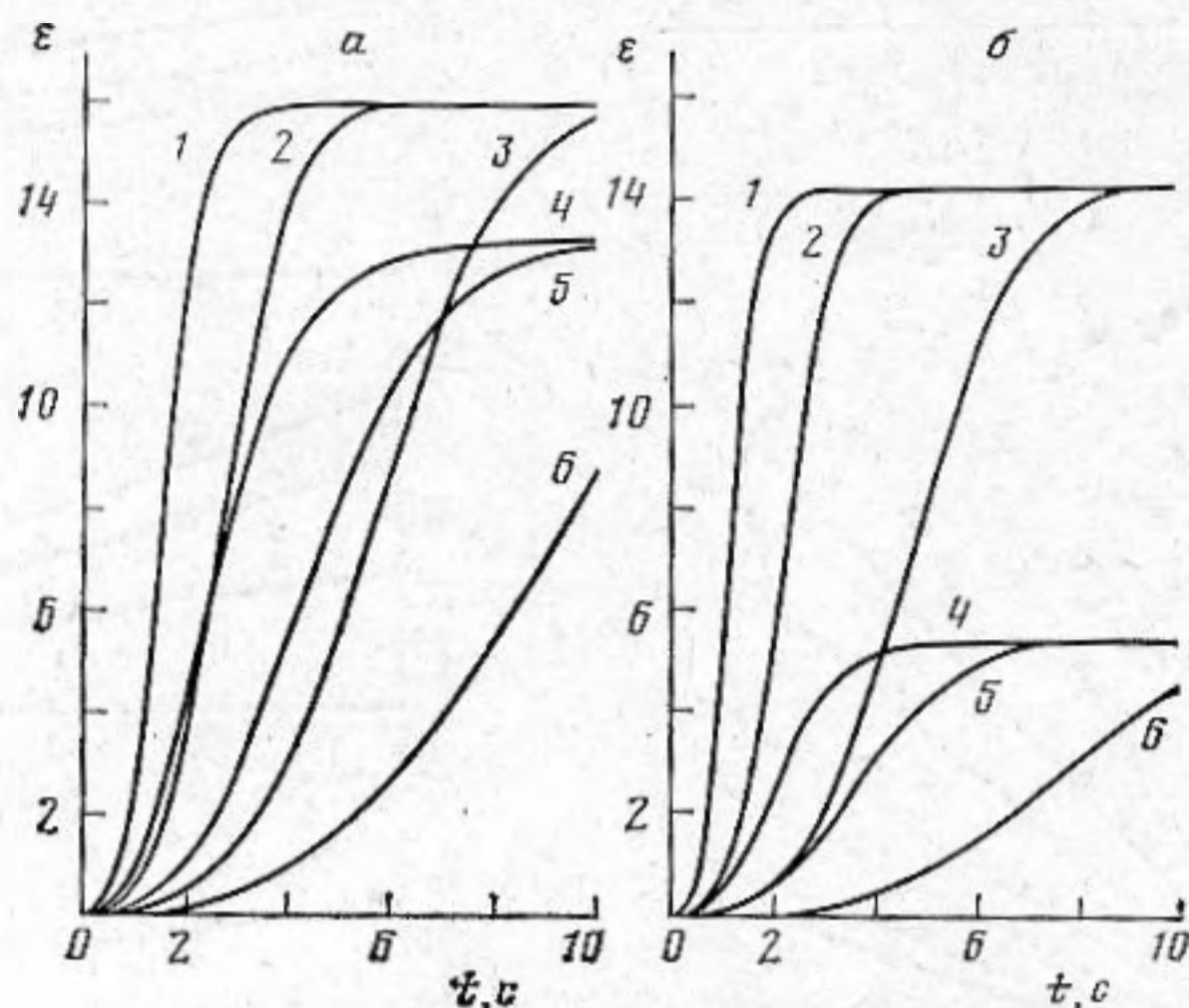
где

$$(8) \quad \overline{\cos^2 \theta(t)} = \left\{ 1 - \left(\frac{e^-}{1-e^-} \right)^{1/2} \arccos(e^-)^{1/2} \right\} / (1-e^-),$$

$$(9) \quad \overline{\cos^4 \theta(t)} = \left\{ 1 + e^{-t/2\tau_H} \left(\frac{e^{-t/2\tau_H}}{1 - e^{-t/2\tau_H}} \right)^{1/2} \arccos(e^{-t/2\tau_H})^{1/2} \right\} / (1 - e^{-t/2\tau_H})^2$$

и, учитывая временную зависимость нарастания поля,

$$(10) \quad H(t) = H_m [1 - \exp(-t/\tau_H)],$$



Фиг. 6. Теоретические зависимости анизотропии коэффициента поглощения ультразвука от времени при $B=0,3$ Тл; а) при МББА при $T=313,8$ К ($\tau_H=1$ с (1), 3 с - (2) и 10 с (3)) и $T=297,7$ К ($\tau_H=1$ с (4), 3 с (5) и 10 с (6)), б) в ЭББА при $T=348,9$ К ($\tau_H=1$ с (1), 3 с (2) и 10 с (3)) и $T=317,2$ К ($\tau_H=1$ с (4), 3 с (5) и 10 с (6))

где τ_H — характеристическое время, определяемое главным образом индуктивными свойствами электромагнита,

$$(11) \quad e^{-t/2\tau_H} = \exp \left\{ -(\Delta\chi H_m^2 / \gamma_1) \cdot [2t - 3\tau_H + 4\tau_H \exp(-t/\tau_H) - \tau_H \exp(-2t/\tau_H)] \right\}.$$

Вычисленные по формулам (7) — (11) при $H_m = 2,38 \cdot 10^5$ А/м временные зависимости $\Delta\alpha(t)/f^2$ приведены на фиг. 6, а, б.

При выключении поля происходит разориентация образца и величина коэффициента поглощения возвращается к исходному значению. Характерное время этого процесса можно качественно оценить по величине поля насыщения

$$\tau_c \approx \gamma_1 / (\Delta\chi H_{\text{нас}}^2).$$

Это выражение удовлетворительно соответствует экспериментальным данным.

Таким образом, временные зависимости $\Delta\alpha$ определяются материальными константами нематических жидких кристаллов, т.е. изменение характерных параметров акустической релаксации τ_B и $\Omega(P, T)$ с температурой и давлением является следствием изменения параметра $\gamma_1/\Delta\chi$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Богданов Д. Л., Геворкян Э. В., Лагунов А. С. Акустические свойства жидких кристаллов во вращающемся магнитном поле. — Акуст. ж., 1980, т. 26, № 1, с. 28–34.
2. Карев Н. П. Экспериментальная установка для исследования влияния давления на магнитоакустические свойства НЖК. — В кн.: Применение ультразвука к исследованию вещества. М.: ВЗМИ, 1977, вып. 29, с. 57–61.
3. Pieranski P., Brochard F., Guyon E. Static and dynamic behavior of a nematic liquid crystal in a magnetic field. — J. Physique, 1973, v. 34, N 1, p. 35–48.

Всесоюзный заочный
машиностроительный
институт

Поступила в редакцию
16.XII.1980