

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПЕРЕПОЛЯРИЗАЦИИ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

С. А. Пикин*, Е. И. Демихов**, Е. С. Пикина***, М. В. Горкунов****

* Институт кристаллографии Российской академии наук
117333, Москва, Россия

** Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

*** Институт проблем нефти и газа Российской академии наук
117917, Москва, Россия

**** Московский государственный инженерно-физический институт
115409, Москва, Россия

Поступила в редакцию 12 июля 1996 г.

Теоретически и экспериментально изучена динамика переключения спонтанной поляризации сегнетоэлектрического смектика C^* в переменном электрическом поле с помощью рассеяния поляризованного света. Наблюдаемый эффект квазирезонансного рассеяния как в свободно подвешенных смектических пленках, так и в обычных электрооптических ячейках интерпретируется в рамках нелинейной модели движущихся уединенных перегибов распределения ориентации директора. Показано, что максимум интенсивности рассеяния при характерной частоте приложенного электрического поля исчезает при низких температурах и при малых толщинах смектической пленки. Найдены зависимости «резонансной» частоты от амплитуды электрического поля, температурной близости к точке фазового перехода, толщины пленки и ширины сегнетоэлектрических доменов, а также от различных материальных параметров. Сделаны оценки таких существенных характеристик, как диэлектрическая анизотропия, вязкость и упругость смектических пленок. Обсуждено влияние толщины пленки на распределение плотности энергии полярной анизотропии в пленке и соответствующую форму движущегося ориентационного фронта в объеме пленки.

1. ВВЕДЕНИЕ

Динамика сегнетоэлектрических жидких кристаллов (ЖК) в электрических полях обычно связывается с существованием коллективных мод [1–12], которые имеют релаксационную природу, а именно, с голдстоуновской модой, описывающей релаксацию возмущений фазы параметра порядка (спонтанной поляризации P), и мягкой модой, описывающей релаксацию возмущений амплитуды параметра порядка.

Эти моды хорошо наблюдаются методом диэлектрической спектроскопии как отклик сегнетоэлектрических ЖК на воздействие относительно слабого электрического поля E , которое, как правило, меньше некоторого критического значения E_c , называемого полем раскрутки геликоида поляризации [5] (практически во всех сегнетоэлектрических ЖК в термодинамическом равновесии такой геликоид существует). При этом фаза φ , которая является азимутальным углом ориентации вектора P , лежащего в плоскости смектического слоя сегнетоэлектрического ЖК, и амплитуда $P = \mu\theta$, где μ — пьезоэлектрический модуль (материальный параметр ЖК), θ — полярный угол коллективного наклона молекул в смектическом слое, изменяются слабо и почти независимо

друг от друга [5].

В сильных полях, превосходящих поле раскрутки, возмущения углов φ и θ становятся большими и в общем случае зависимыми друг от друга. Таким образом, в сильных полях осуществляется переполаризация сегнетоэлектрических ЖК. При подходящих граничных условиях на поверхности пленки ЖК, довольно слабой анизотропии ЖК в плоскости смектического слоя и относительной жесткости ориентационной структуры ЖК вдоль кристаллической оси, перпендикулярной смектическому слою, изменения угла наклона θ могут быть слабыми, но изменения азимутального угла φ становятся большими.

Известно большое число разнообразных применений электрооптических ячеек на основе сегнетоэлектрических ЖК, обладающих такими свойствами. Поэтому соответствующие характеристики азимутального переключения спонтанной поляризации представляют значительный интерес, однако эти сугубо нелинейные процессы переполаризации еще мало изучены.

В данной работе мы представляем принципиально нелинейную модель азимутальной переполаризации сегнетоэлектрических ЖК в переменном электрическом поле и экспериментальные данные по рассеянию света на переполаризующихся пленках ЖК, позволяющие сделать определенные заключения о пригодности предлагаемой модели. Мы полагаем также, что описываемая нелинейная динамика поляризации применима и в случае твердых сегнетоэлектриков с соответствующими анизотропными свойствами.

Основная идея состоит в том, что переполаризация, т. е. поворот вектора \mathbf{P} под действием поля \mathbf{E} на угол π не происходит сразу во всем объеме ЖК, а начинается в наиболее «слабых» местах пленки, например на ее поверхности, каких-либо дефектах и т. п., путем локального зарождения так называемого ориентационного перегиба, который характеризуется резким изменением зависимости $\varphi(\mathbf{r})$ на относительно небольшом масштабе $\Delta\mathbf{r}$. Такой перегиб $\Delta\varphi \sim \varphi(\mathbf{r} + \Delta\mathbf{r}) - \varphi(\mathbf{r}) \sim \pi$ далее распространяется в глубь пленки с определенной скоростью v , зависящей от приложенного поля, на расстояния d , много большие ширины перегиба $|\Delta\mathbf{r}|$, причем величина d может характеризовать толщину пленки, ширину сегнетоэлектрического домена, расстояние между дефектами и т. д. В переменном поле такое движение перегиба, называемого иногда солитоном, приобретает осцилляторный характер.

Такой механизм переполаризации, т. е. динамика движения ориентационных перегибов (солитонов), приводит к совершенно иной форме возмущений тензора диэлектрической проницаемости $\epsilon(\mathbf{r}, t)$ по сравнению с голдстоуновским вкладом в эти возмущения. В частности, рассеяние света на голдстоуновской моде не может объяснить наблюдаемые частотные зависимости интегральной интенсивности рассеяния $I(\omega)$, которые имеют квазирезонансный характер, где ω — частота приложенного поля $E = \bar{E} \cos(\omega t)$. Мы покажем, что солитонный механизм возмущений диэлектрической проницаемости вполне адекватно объясняет результаты экспериментов.

2. УРАВНЕНИЕ АЗИМУТАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ И УЕДИНЕННЫЕ ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ПЕРЕГИБЫ

Будем рассматривать две ситуации, когда приложенное электрическое поле \mathbf{E} параллельно смектическим слоям и индуцирует азимутальные повороты вектора поляризации \mathbf{P} на угол $\varphi(\mathbf{r}, t)$ в плоскости смектического слоя, а именно, случай свободно

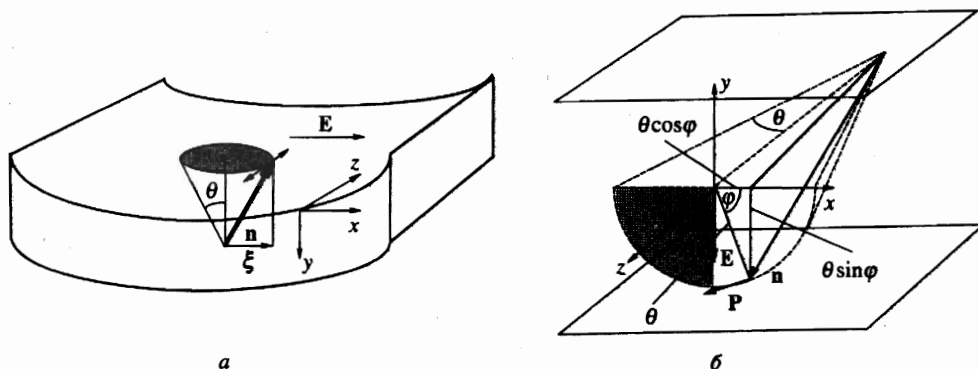


Рис. 1. Рассматриваемая геометрия пленок сегнетоэлектрических ЖК: а) геометрия 1 — свободно подвешенная пленка; б) геометрия 2 — «книжная полка» (обычная ячейка)

подвешенной пленки, в которой смектические слои параллельны поверхности пленки (рис. 1а), и геометрию «книжной полки», т.е. сегнетоэлектрический ЖК, стабилизированный поверхностью, в котором смектические слои перпендикулярны поверхности пленки (рис. 1б). В этих случаях уравнения движения для директора и вектора поляризации имеют вид [13–17]

$$PE \sin \varphi - U\theta^2 \sin \varphi \cos \varphi + K\theta^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = \gamma\theta^2 \frac{\partial \varphi}{\partial t}, \quad (1)$$

где K — константа упругости, γ — коэффициент вязкости, величина

$$U\theta^2 = (U_0 + \epsilon_a E^2)\theta^2 \quad (2)$$

— энергия анизотропии, ϵ_a — диэлектрическая анизотропия. Мы будем предполагать, что величина $U = U_0 + \epsilon_a E^2$ является положительной, т.е. «легкое» направление (наиболее предпочтительное) вектора P соответствует значениям угла $\varphi=0$ и $\varphi=\pi$. Угол φ в данных случаях изменяется вдоль оси y , лежащей в плоскости смектического слоя.

Правая часть уравнения (1) соответствует существованию инвариантного выражения

$$\gamma \left(\xi_1 \frac{\partial \xi_2}{\partial t} - \xi_2 \frac{\partial \xi_1}{\partial t} \right) = \gamma [\xi \dot{\xi}]_y \quad (3)$$

для момента вязких сил, который замедляет вращение двумерного вектора ξ с компонентами

$$\xi_1 = \theta \cos \varphi, \quad \xi_2 = \theta \sin \varphi, \quad (4)$$

описывающими ориентационный параметр порядка сегнетоэлектрического ЖК [5].

Параметр анизотропии $U\theta^2$ характеризует энергию анизотропных диполь-дипольных взаимодействий, которые приводят к тому, что флуктуации поляризации индуцируют кулоновское взаимодействие поляризационных зарядов, сдерживающее развитие таких флуктуаций. Предпочтительная ориентация вектора спонтанной поляризации в пленке ЖК может быть обусловлена граничными условиями и внешними воздействиями, она может быть зафиксирована в пленке благодаря присутствию свободных носителей тока. Отрицательные значения параметра U соответствуют предпочтительной

ориентации вектора \mathbf{P} под углом $\varphi = \pi/2$, т. е. перпендикулярно приложенному полю \mathbf{E} , причем в случае геометрии «книжной полки» (рис. 1б) это направление параллельно поверхности пленки. В случае свободно подвешенной тонкой пленки (рис. 1а) смектический слой может быть однородным вдоль оси z , в то время как вдоль осей x и y свойства пленки могут быть неоднородными благодаря влиянию поверхностей пленки и электродов. В частности, очень тонкие пленки могут иметь легкое направление — ось z и параметр $U < 0$. Температурная зависимость параметра U_0 полностью определяется флуктуационной природой рассматриваемой анизотропии: при феноменологическом описании $U_0 \propto -\theta^2 \propto T_{AC^*} - T$, т. е. соответствующий вклад в свободную энергию есть

$$U\theta^2 = -\text{const} \cdot \theta^4 + \epsilon_a \theta^2 E^2. \quad (5)$$

Здесь T_{AC^*} — температура фазового перехода смектик А–смектик С*.

Таким образом, можно предположить, что в очень тонких пленках параметр U может принимать отрицательные значения, по крайней мере при достаточно низкой температуре (при достаточно больших значениях угла наклона θ). В относительно толстых пленках в отсутствие поля параметр U , по-видимому, мал, так как в предельном случае неограниченного сегнетоэлектрического ЖК смектические слои должны быть практически изотропными. При приложении поля \mathbf{E} перпендикулярно поверхности толстой пленки параметр U может принимать положительные значения ($\epsilon_a > 0$), так как обычно поверхность электродов определяет ориентацию вектора \mathbf{P} , нормальную к поверхности пленки. Приведенные соображения являются чисто качественными и скорее наводящими. Ниже мы покажем, что они могут быть проверены в экспериментах по рассеянию света на различных пленках ЖК, причем параметры U_0 и ϵ_a оцениваются из соответствующих экспериментальных данных.

Уравнение (1) может описывать повороты директора и поляризации под действием переменного поля $E = \bar{E} \cos(\omega t)$. В этом случае будем использовать приближенное выражение для энергии анизотропии, соответствующее усреднению по времени выражения $U\theta^2$, т. е. без учета второй гармоники:

$$\langle U\theta^2 \rangle \approx -\text{const} \cdot \theta^4 + \frac{1}{2} \epsilon_a \theta^2 \bar{E}^2, \quad (6)$$

где под θ будет пониматься некоторое эффективное значение угла наклона директора, зависящее от амплитуды поля \bar{E} . Это приближение, как показывает рассмотрение задач такого рода, дает достаточно хорошее качественное описание. Ниже знак усреднения по времени $\langle \dots \rangle$ будет опускаться.

Удобно ввести безразмерную переменную $s = y/\eta$, безразмерный параметр $b = d/\eta$, и параметры, имеющие размерности частоты и длины, соответственно

$$a = \frac{\mu \bar{E}}{\gamma \theta}, \quad \eta = \sqrt{\frac{K}{U}}, \quad (7)$$

где d — характерный размер в пленке. При сделанных допущениях уравнение (1), как показано в Приложении, имеет решение вида

$$\varphi(s, t) = \arctg \frac{1}{\text{sh} [s - s_0 - (a/\omega) \sin(\omega t)]}, \quad (8)$$

где s_0 — некоторая постоянная, причем при постоянном и однородном параметре U в обозначениях уравнения (П.1) имеем

$$\tilde{\xi} = \frac{\mu \tilde{E}}{U\theta}, \quad \vartheta = \frac{\omega\gamma}{U}, \quad \tau = \frac{tU}{\gamma}, \quad u(s) = s = \frac{y}{\eta}. \quad (9)$$

Решение (8) описывает движение уединенного перегиба функции $\varphi(s, t)$ вдоль оси y со скоростью

$$v = \eta a \cos(\omega t). \quad (10)$$

В постоянном поле, т. е. при $\omega \rightarrow 0$, уравнения (8) и (10) описывают движение перегиба [13, 14] с постоянной скоростью $v = \eta a$:

$$\varphi(s, t) = \text{arctg} \frac{1}{\text{sh}(s - s_0 - at)}. \quad (11)$$

Следует отметить, что мы рассматриваем большие углы переориентации $\varphi \sim \pi$, т. е. данный случай принципиально отличается от обычных диэлектрических измерений в слабых полях E . Кроме того, в этой ситуации переполаризация происходит между двумя однородными ориентационными состояниями ($\varphi = 0$ и $\varphi = \pi$), т. е. в отсутствие ориентационного геликоида. Как известно, такой геликоид может быть раскручен между стенками электрооптической ячейки при достаточно малой толщине смектической пленки ($d < 0.1$ – 1 мкм), а также достаточно сильном поле E , превышающем поле раскрутки E_c . Значение E_c есть функция от температуры и обращается в нуль в точке T_c фазового перехода второго рода [5]. Поэтому даже в относительно толстых пленках при температурах, близких к T_c , мы вправе рассматривать однородные ориентационные состояния при действии умеренных полей.

3. ДИНАМИЧЕСКАЯ НЕОДНОРОДНОСТЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ И РАССЕЙЯНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА

Экспериментально такие процессы переполаризации могут изучаться с помощью рассеяния поляризованного света на динамических неоднородностях диэлектрической проницаемости. Полная интегральная интенсивность рассеянного света пропорциональна интегралу от квадрата амплитуды рассеяния $\alpha(y, t)$ по переменным y и t .

Функция $\alpha(y, t)$ пропорциональна величине $i\Delta\hat{\epsilon}(y, t)\mathbf{f}$, где \mathbf{i} и \mathbf{f} — начальная и конечная поляризации света, $\Delta\hat{\epsilon}$ есть возмущение тензора диэлектрической проницаемости для света с данной длиной волны. В рассматриваемом случае величина $i\Delta\hat{\epsilon}\mathbf{f}$ пропорциональна разности произведений компонент параметра порядка,

$$\xi_i(y, t)\xi_f(y, t) - \xi_i(y, 0)\xi_f(y, 0), \quad (12)$$

и поэтому полная интенсивность рассеяния света пропорциональна величине

$$I_{if} = \int_0^{2\pi/\omega} dt \int_0^d dy [\xi_i(y, t)\xi_f(y, t) - \xi_i(y, 0)\xi_f(y, 0)]^2. \quad (13)$$

Интерес представляют две геометрии эксперимента:

1) свободно подвешенная пленка (рис. 1а) с осью y , совпадающей с нормалью к плоскости пленки, во внешнем поле E , направленном вдоль оси x ; свет с поляризацией i_x либо i_z падает на пленку вдоль нормали y ;

2) электрооптическая ячейка (рис. 1б) с осью y , перпендикулярной плоскости электродов, вдоль которой направлено внешнее поле E и падает свет с поляризацией i_x либо i_z .

Если падающий и рассеянный свет поляризован одинаково (либо вдоль оси x , либо вдоль оси z) в обоих рассматриваемых случаях, то величина I , характеризующая полную интенсивность рассеянного света, в обоих случаях, согласно (4), (12), (13), равна

$$I_{xx} = I_{zz} = \theta^4 \int_0^{2\pi/\omega} dt \int_0^d dy [\cos^2 \varphi(y, t) - \cos^2 \varphi(y, 0)]^2. \quad (14)$$

В случае скрещенных поляризаторов (i_x и f_z) для геометрий 1 и 2 мы получаем соответственно выражения

$$I'_{xz} = \theta^4 \int_0^{2\pi/\omega} dt \int_0^d dy [\sin \varphi(y, t) \cos \varphi(y, t) - \sin \varphi(y, 0) \cos \varphi(y, 0)]^2, \quad (15)$$

$$I''_{xz} = \theta^2 \int_0^{2\pi/\omega} dt \int_0^d dy [\cos \varphi(y, t) - \cos \varphi(y, 0)]^2. \quad (16)$$

Для геометрии 2 при падении света вдоль оси z в скрещенных поляризаторах (i_x и f_y) величина I_{xy} совпадает с величиной I_{xz} для геометрии 1. Полезно заметить при расчетах интенсивности I , что в геометрии 2 (см. рис. 1б) проекция директора \mathbf{n} на ось z приближенно равна величине $\sqrt{1 - \theta^2 \cos^2 \varphi}$.

Используя соотношения

$$\begin{aligned} \sin \varphi(y, t) &= \frac{1}{\operatorname{ch}(s - A)}, \quad \cos \varphi(y, t) = \operatorname{th}(s - A), \\ \sin \varphi(y, 0) &= \frac{1}{\operatorname{ch} s}, \quad \cos \varphi(y, 0) = \operatorname{th} s, \\ A \equiv A(t) &= \frac{a}{\omega} \sin(\omega t), \quad b = \frac{d}{\eta}, \end{aligned} \quad (17)$$

в которых опущена несущественная постоянная s_0 , можно вычислить интегралы по координате y в выражениях (14)–(16), что приводит к следующим результатам:

$$\begin{aligned} I_{zz}(\omega) &= \theta^4 \eta \int_0^{2\pi/\omega} dt \left\{ \operatorname{th} b - \frac{1}{3} \operatorname{th}^3 b + \operatorname{th} A - \frac{1}{3} \operatorname{th}^3 A + \right. \\ &\quad \left. + \operatorname{th}(b - A) - \frac{1}{3} \operatorname{th}^3(b - A) + \frac{2}{\operatorname{sh}^2 A} \times \right. \\ &\quad \left. \times \left[\operatorname{th} b + \frac{(1 - \operatorname{th}^2 A) \operatorname{th} b}{1 - \operatorname{th} b \operatorname{th} A} + \frac{2}{\operatorname{th} A} \ln(1 - \operatorname{th} b \operatorname{th} A) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (18)$$

$$I'_{xz}(\omega) = \theta^4 \eta \int_0^{2\pi/\omega} dt \left\{ \frac{1}{3} \text{th}^3 b + \frac{1}{3} \text{th}^3(b-A) + \frac{1}{3} \text{th}^3 A + \frac{2}{\text{sh} A} \ln(1 - \text{th} b \text{th} A) - \frac{2 \text{ch} A}{\text{sh}^2 A} \times \left[\text{th} b + \frac{(1 - \text{th}^2 A) \text{th} b}{1 - \text{th} b \text{th} A} + \frac{2}{\text{th} A} \ln(1 - \text{th} b \text{th} A) \right] \right\}, \quad (19)$$

$$I''_{xz}(\omega) = -\theta^4 \eta \int_0^{2\pi/\omega} dt \left\{ \text{th} b + \text{th}(b-A) + \text{th} A + \frac{2}{\text{th} A} \ln(1 - \text{th} b \text{th} A) \right\}. \quad (20)$$

Интегралы (18)–(20) не выражаются в элементарных функциях, и, кроме того, при очень низких частотах ω внешнего переменного поля пределы интегрирования по времени должны быть изменены по следующим причинам. Ясно, что если период осцилляций поля E гораздо больше времени движения перегиба сквозь пленку (либо перпендикулярно, либо параллельно поверхности), т. е. при $2\pi/\omega \gg d/v$, то возмущения диэлектрической проницаемости существуют только в течение времени d/v . Поэтому в низкочастотном пределе, когда $A(t) \approx at$, интегралы в (18)–(20) должны вычисляться в интервале $0 \leq t \leq b/a$, т. е. величины $I(\omega \rightarrow 0)$ стремятся к некоторому конечному значению. При очень высоких частотах, когда пространственные амплитуды осцилляций перегиба имеют порядок величины $\eta a/\omega \ll d$, интенсивности I должны стремиться к нулю. Асимптотика $I(\omega \rightarrow \infty)$ может быть вычислена с помощью разложений по малым величинам A . В частности, из (18)–(20), получаем

$$I_{zz}(\omega \rightarrow \infty) \approx \theta^4 \eta \left(\frac{4}{3} \text{th}^3 b - \frac{4}{5} \text{th}^5 b \right) \frac{\pi a^2}{\omega^3}, \quad (21)$$

$$I'_{xz}(\omega \rightarrow \infty) \approx \theta^4 \eta \left(6 \text{th} b - 7 \text{th}^3 b + \frac{16}{5} \text{th}^5 b \right) \frac{\pi a^2}{\omega^3}, \quad (22)$$

$$I''_{xz}(\omega \rightarrow \infty) \approx \theta^2 \eta \left(\text{th} b - \frac{1}{3} \text{th}^3 b \right) \frac{\pi a^2}{\omega^3}. \quad (23)$$

При малых значениях параметра b могут быть оценены также пределы $I(\omega \rightarrow 0)$, если сделать замену

$$\int_0^{2\pi/\omega} A^2(t) dt = \frac{\pi a^2}{\omega^3} \rightarrow a^2 \int_0^{b/a} t^2 dt = \frac{b^3}{3a}, \quad (24)$$

что дает

$$I_{zz}(\omega \rightarrow 0, b \rightarrow 0) \sim \theta^4 \eta b^6/a, \quad (25)$$

$$I'_{xz}(\omega \rightarrow 0, b \rightarrow 0) \sim \theta^4 \eta b^4/a, \quad (26)$$

$$I''_{xz}(\omega \rightarrow 0, b \rightarrow 0) \sim \theta^2 \eta b^4 / a. \quad (27)$$

Выражения (25)–(27) могут быть использованы для оценки эффекта рассеяния, когда перегибы фактически исчезают при $b \ll 1$ и зависимость $I(\omega)$ перестает носить квазирезонансный характер. При промежуточных значениях ω функция $I(\omega)$ должна иметь некоторый максимум, который физически означает, что наибольшее возмущение диэлектрическая проницаемость испытывает тогда, когда перегиб пробегает расстояние d за время порядка полупериода π/ω . Таким образом, можно сделать оценку

$$d \sim \frac{v}{\omega_{ext}} \sim \frac{\eta a}{\omega_{ext}}, \text{ т. е. } \omega_{ext} \sim \frac{a}{b}, \quad (28)$$

где величина ω_{ext} соответствует максимуму интенсивности $I_{max} = I(\omega_{ext}) \sim \theta^4 \eta b / a$. Следовательно, имеем

$$\omega_{ext} \sim \frac{a}{b} \sim \frac{\mu \eta \bar{E}}{\gamma \theta d} \sim \frac{\mu \bar{E}}{\gamma \theta d} \sqrt{\frac{K}{U}}, \quad I_{max}(\omega \sim \omega_{ext}) \sim \frac{\theta^4 d}{a} \sim \frac{\gamma \theta^5 d}{\mu \bar{E}}. \quad (29)$$

Численные расчеты подтверждают эти качественные оценки. На рис. 2а, б и в показана роль верхнего предела интегрирования в выражениях (18)–(20), который выбирался соответственно равным $2\pi/\omega$, $10\pi/\omega$ и $20\pi/\omega$ при $\omega > a/b$ и $2\pi a/b$, $10\pi a/b$ и $20\pi a/b$ при $\omega \leq a/b$. Видно, что качественно рисунки сходны, однако при низких частотах поведение функций $I(\omega)$ зависит от верхнего предела t_0 , который на опыте определяется параметрами аппаратуры.

Соотношения (29) показывают, что при фиксированной температуре, т. е. при $\theta = \text{const}$, и $U \sim \bar{E}^2$ величины ω_{ext} и I_{max} как функции от амплитуды поля \bar{E} ведут себя следующим образом:

$$\omega_{ext} = \text{const}, \quad I_{zzmax} \sim I'_{zzmax} \propto 1/\bar{E}. \quad (30)$$

Следует подчеркнуть существенные особенности поведения максимума интенсивности I''_{xzmax} как функции от \bar{E} при постоянном значении угла θ : $I''_{xzmax} = \text{const}$, что следует из выражений (16) и (20). Таким образом, полевая зависимость квазирезонансного поведения интенсивности в геометриях 1 и 2 различается в случае скрещенных поляризаторов.

Температурная зависимость величин ω_{ext} и I_{max} определяется зависимостью $\theta(T)$. Например, с увеличением угла наклона при уменьшении температуры частота ω_{ext} уменьшается, а интенсивность I_{max} увеличивается. Если, в соответствии с соотношением (5), в достаточно тонкой пленке при уменьшении температуры величина U обращается в нуль при некотором значении T , то в этой точке ширина перегиба η обращается в бесконечность (параметр b обращается в нуль), и, согласно (30), частота ω_{ext} неограниченно возрастает, а интенсивность I_{max} обращается в нуль при этой температуре.

4. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Наблюдаемая частотная зависимость интенсивности рассеяния света (рис. 3–6) действительно напоминает резонансное поведение и может быть объяснена движением перегибов, описанным выше. Аппроксимация экспериментальных зависимостей $I(\omega)$ для

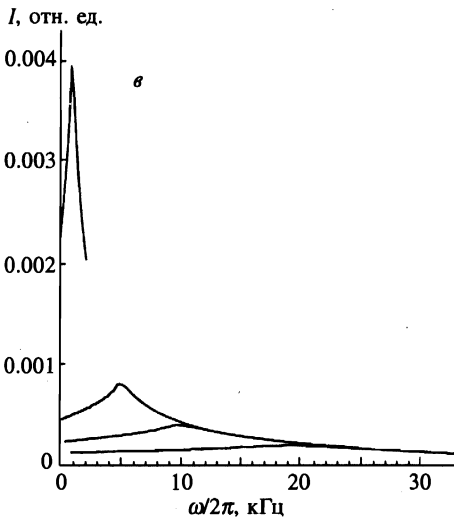
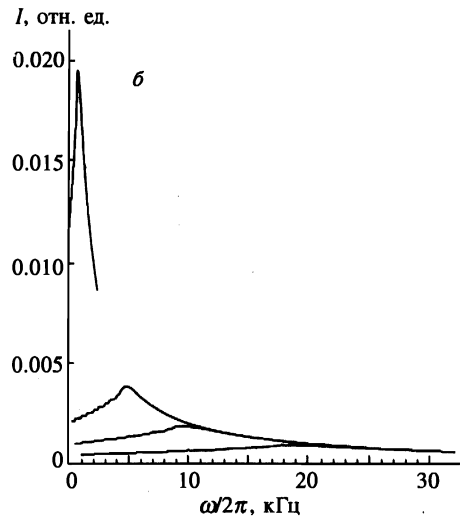
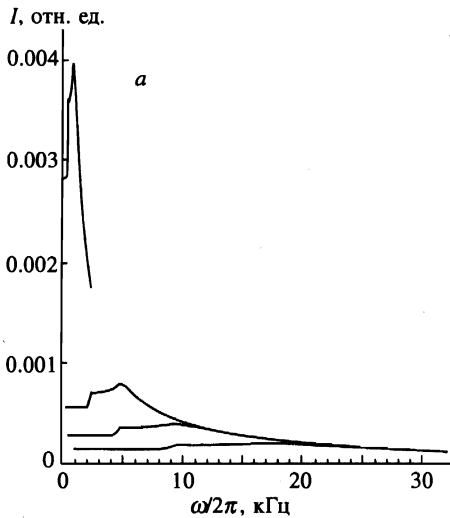


Рис. 2. Численные расчеты частотной зависимости интегральной интенсивности рассеяния света (скрещенные поляризаторы). Показано влияние предела интегрирования по времени: *a* — $2\pi/\omega$ при $\omega > a/b$ и $2\pi a/b$ при $\omega < a/b$; *б* — $10\pi/\omega$ при $\omega > a/b$ и $10\pi a/b$ при $\omega < a/b$; *в* — $20\pi/\omega$ при $\omega > a/b$ и $20\pi a/b$ при $\omega < a/b$. Параметры *a* и *b* при расчетах четырех кривых от верхней до нижней принимались соответственно равными: $a = 10^4, b = 10$; $a = 10^5, b = 20$; $a = 10^5, b = 10$; $a = 10^5, b = 5$

геометрий 1 и 2 при больших частотах $\omega > \omega_{ext}$ с помощью функций $G(\omega + B)^{-C}$ показана на рис. 3: она оказалась наилучшей для закона $I(\omega) \propto \omega^{-3}$ с параметром $G \sim a^2 \sim 10^8 \text{ с}^{-2}$ (теоретические зависимости вычислялись для значений параметра $a \geq 10^4 \text{ с}^{-1}$).

Рис. 4*а* показывает данные опыта в геометрии 1 при уменьшении толщины свободно подвешенной пленки. Расчетные кривые при постоянном параметре $a = \text{const}$ и уменьшающемся параметре b показывают качественно сходное поведение: уменьшение значения I_{max} и увеличение частоты ω_{ext} (ср. рис. 4 и рис. 2).

Рис. 4*б, в* показывают, что при фиксированном угле наклона θ в свободно подве-

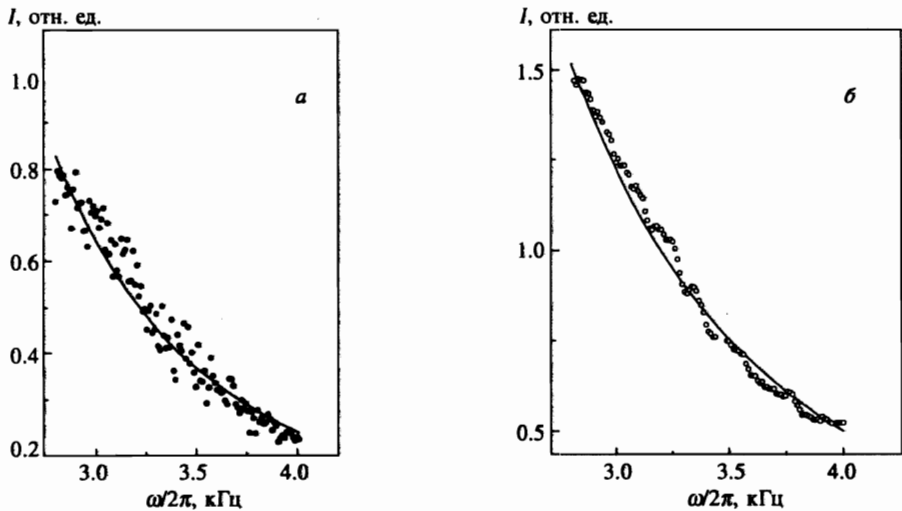


Рис. 3. Аппроксимация высокочастотного крыла функции $I_{xz}(\omega)$ степенной зависимостью ω^{-3} в геометриях 1 (а) и 2 (б). В экспериментах использовалось вещество 4-(2s, 3s)-2-[хлоро-3-метилпентаноилокси]-4'-гептилоксибифенил с точкой фазового перехода смектик А-смектик C^* $T_{AC^*} = 43$ °С и спонтанной поляризацией, изменяющейся в пределах 1300–290 нКл/см² в фазе C^*

шенной пленке увеличение амплитуды поля приводит к уменьшению максимума интенсивности при практически постоянном значении частоты ω_{ext} , что объясняется выражениями (28) и (29). Однако при очень малых значениях \bar{E} характер зависимости $I_{max}(\bar{E})$ резко меняется (рис. 4б), что объясняется исчезновением перегибов при $b \ll 1$, когда ширина перегиба η становится больше характерного размера пленки d . Действительно, как отмечалось выше, оценки (24)–(26) при $a \propto b \propto \eta^{-1} \propto \bar{E}$ показывают, что при малых \bar{E} функция $I_{max}(\bar{E})$ становится круто возрастающей с увеличением \bar{E} .

Рис. 5 демонстрирует два типа температурной зависимости величин ω_{ext} и I_{max} для «тонких» и «толстых» свободно подвешенных пленок. В тонкой пленке наблюдались исчезновение рассеяния ($I_{max} \rightarrow 0$) и критическое увеличение частоты ω_{ext} при некоторой температуре, в то время как в толстой пленке такая «критическая» температура отсутствует, причем I_{max} возрастает, а ω_{ext} уменьшается непрерывно с понижением температуры. Эти данные легко объяснить с помощью выражений (5)–(7), если допустить, что в тонкой пленке параметр $U_0 < 0$, а в толстой пленке $U_0 \rightarrow 0$. Геометрия исследуемых тонких пленок (см. рис. 1а) может обусловить появление легкой оси z и отрицательного значения параметра U_0 , так как пленка практически однородна вдоль оси z , но ее свойства неоднородны вдоль осей x и y из-за влияния поверхностей пленки и электродов. При этом необходимо отметить замечательную особенность таких свободно подвешенных пленок: в них спонтанно существуют полосовые домены, параллельные

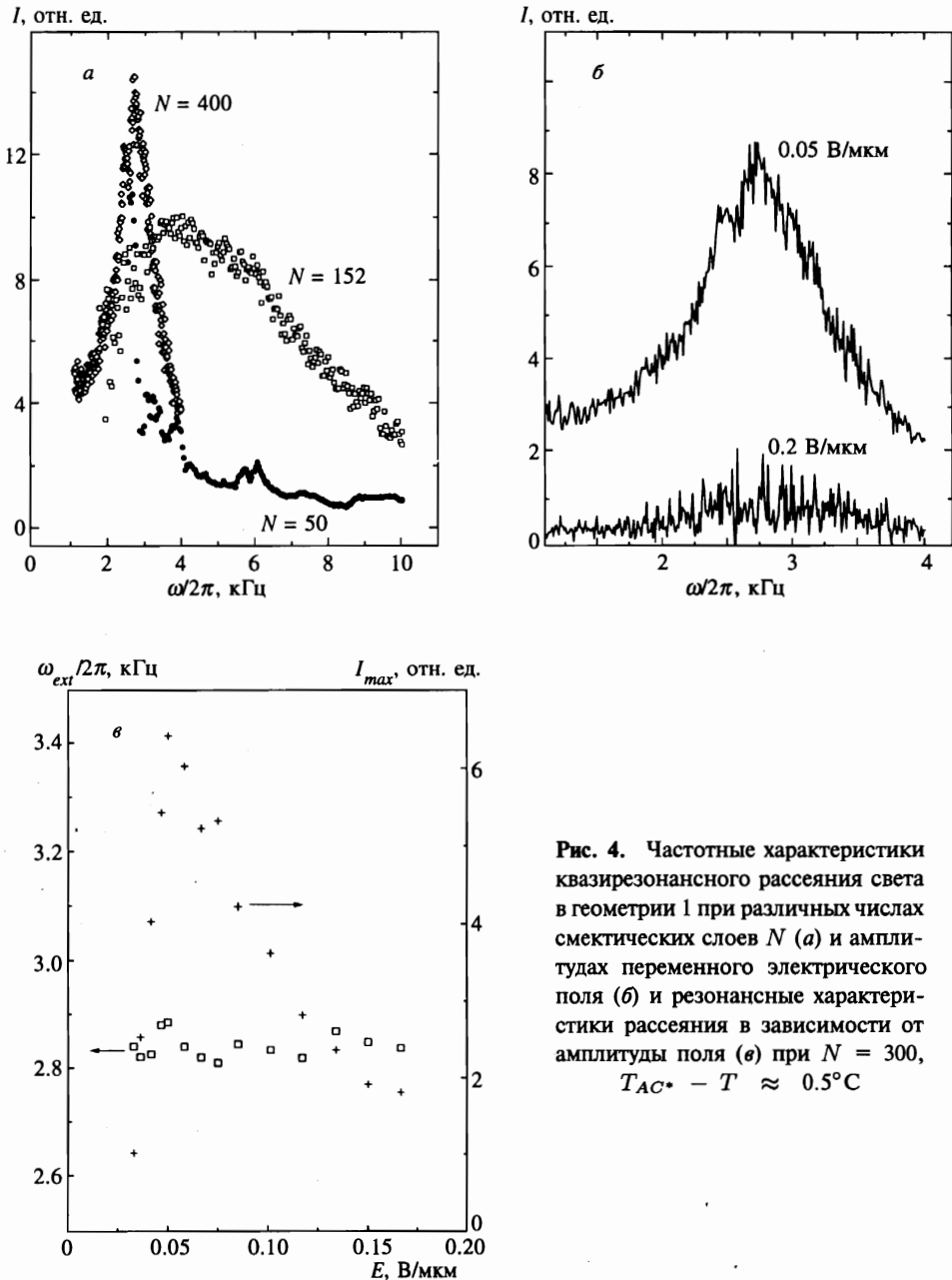


Рис. 4. Частотные характеристики квазирезонансного рассеяния света в геометрии 1 при различных числах смектических слоев N (а) и амплитудах переменного электрического поля (б) и резонансные характеристики рассеяния в зависимости от амплитуды поля (θ) при $N = 300$, $T_{AC^*} - T \approx 0.5^\circ\text{C}$

оси z , с характерной шириной $\Delta x \sim 10^2 \text{ мкм}$ [18–22]. Поэтому при малых толщинах пленки (менее 1 мкм), когда ширина перегиба становится больше толщины пленки, перегибы могут возникать и перемещаться только в плоскости пленки xz , причем характерным размером d становится ширина домена Δx и параметр $b \sim \Delta x/\eta$ остается большим. При очень малых толщинах пленки (менее 0.1 мкм), когда указанные доме-

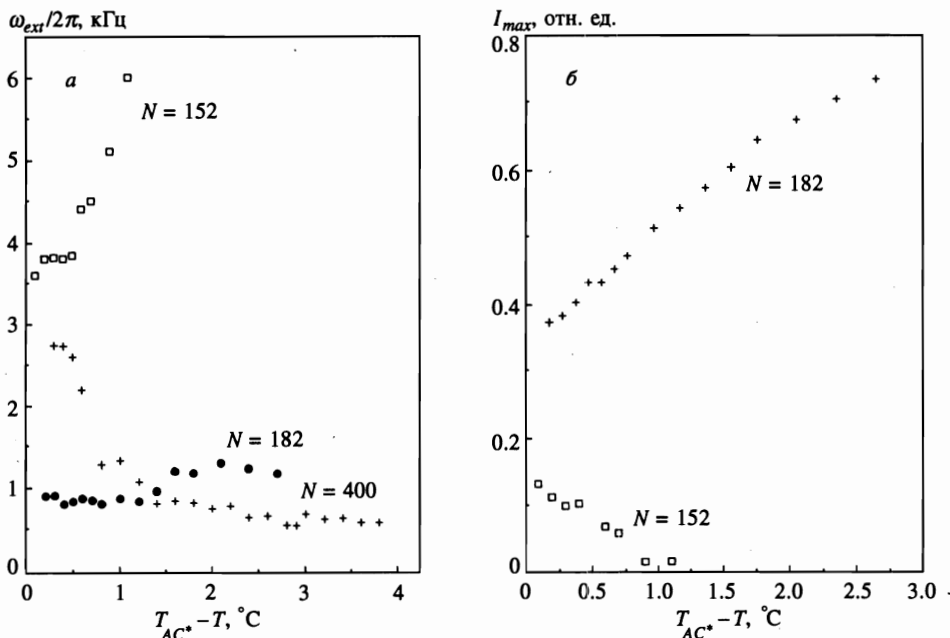


Рис. 5. Температурная зависимость «резонансной» частоты (а) и амплитуды рассеяния (б) в тонких и толстых свободно подвешенных пленках

ны исчезают [22], время движения перегибов вдоль пленки становится очень большим, и поэтому мы не наблюдаем в последнем случае каких-либо квазирезонансных явлений в рассеянии света.

Следует отметить сложность экспериментального исследования зависимости $I(\omega)$ при очень низких частотах. Эти трудности связаны с адекватным выбором аппаратной постоянной $t_0 < \omega_{ext}^{-1}$, которая определяет верхний предел интегрирования в выражениях (18–20). Если параметр t_0 есть величина случайная, то наблюдаемая интенсивность рассеяния может иметь случайные скачки в области низких частот, что действительно имело место на опыте.

Другая особенность низкочастотной зависимости $I(\omega)$ проявляется в пленках с малым характерным размером d , т. е. при $b \ll 1$. Как отмечалось выше, в этом случае максимум интенсивности отсутствует, однако выражения типа (22)–(24) остаются применимыми для интервала частот $a \ll \omega \ll b/a$, при этом в интегралах (18)–(20) верхний предел t_0 остается фиксированным, что приводит к замене закона $I(\omega) \propto \omega^{-3}$ на закон $I(\omega) \propto \omega^{-2}$.

В толстых пленках с геометрией 2 в случае скрещенных поляризаторов эксперимент показывает (см. рис. 6а), что зависимость максимума интенсивности I''_{xzmax} от амплитуды поля \tilde{E} принципиально отличается от таковой для геометрии 1. Этот максимум увеличивается с увеличением поля при постоянной температуре вблизи точки фазового перехода T_{AC^*} , причем отношение максимумов для температур ниже и выше температуры T_{AC^*} значительно больше единицы (см. рис. 6б). При увеличении температуры и переходе через точку T_{AC^*} величина I''_{xzmax} быстро убывает, а величина

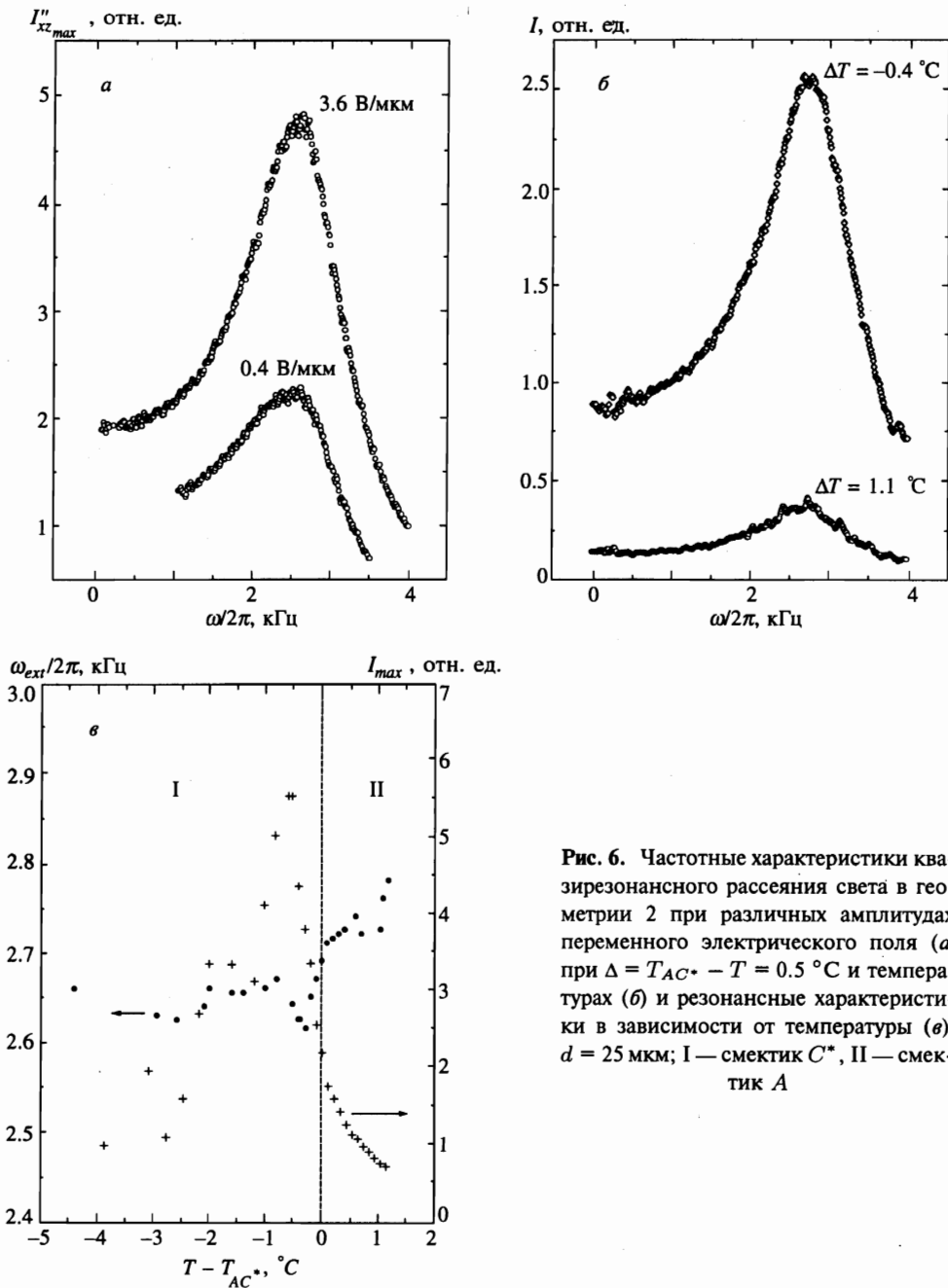


Рис. 6. Частотные характеристики квазирезонансного рассеяния света в геометрии 2 при различных амплитудах переменного электрического поля (а) при $\Delta = T_{AC^*} - T = 0.5^\circ\text{C}$ и температурах (б) и резонансные характеристики в зависимости от температуры (в). $d = 25\ \mu\text{m}$; I — смектик C^* , II — смектик А

ω_{ext} быстро возрастает (см. рис. 6в). Такое качественное различие опытных данных для геометрий 1 и 2 объясняется несколькими причинами. Во-первых, как отмечалось выше, при температурах, не слишком близких к T_{AC^*} , и не слишком больших полях \vec{E} хиральность смектика C^* стабилизирует азимутальный геликоид спонтанной поляризации и препятствует движению ориентационных перегибов. В непосредственной близости от точки фазового перехода, когда эффективные поля E больше поля раскрутки $E_c \propto \theta$, движение перегибов возможно, и здесь полярный угол θ , сильно зависящий от температуры и приложенного поля, определяет, согласно (29), соответствующее квазирезонансное поведение. Воспользовавшись известными термодинамическими выражениями для функции $\theta(T, E)$ в простейших случаях, с учетом выражений (29), получаем качественные зависимости для характеристик квазирезонансного пика:

$$\omega_{ext} \propto \frac{1}{\sqrt{T_{AC^*} - T}} - \frac{\text{const} \cdot \mu E}{\sqrt{(T_{AC^*} - T)^3}}, \quad (31)$$

$$I_{xzmax} \propto \sqrt{(T_{AC^*} - T)^3} + \text{const} \cdot \mu E$$

в фазе C^* , когда $\theta \propto \sqrt{T_{AC^*} - T}$ при $E < \text{const} \cdot \sqrt{(T_{AC^*} - T)^3}$;

$$\omega_{ext} \propto E^{-1/3}, \quad I_{xzmax} \propto E \quad (32)$$

в фазах C^* и A при $E > \text{const} \cdot \sqrt{(T_{AC^*} - T)^3}$ и $\theta \propto E^{1/3}$;

$$\omega_{ext} \propto \frac{T - T_{AC^*}}{E}, \quad I_{xzmax} \propto \frac{E^3}{(T - T_{AC^*})^3} \quad (33)$$

в фазе A при $E < \text{const} \cdot \sqrt{(T - T_{AC^*})^3}$ и $\theta \propto E/(T - T_{AC^*})$. Выражения (31)–(33) вполне адекватно объясняют экспериментальные данные, представленные на рис. 6в.

Для оценки параметров a и b в модели перегибов и описания экспериментальных данных используем следующие характерные порядки величин:

$$\begin{aligned} \mu &\sim 10^{-3} \text{ Кл/м}^2, \quad K \sim 10^{-12} \text{ Н}, \quad \gamma \sim 10^{-1} \text{ Па} \cdot \text{с}, \\ \vec{E} &\sim 3 \cdot 10^6 \text{ В/м}, \quad d \sim 10^{-5} \text{ м}, \quad \epsilon_a \sim 10^{-11} \frac{\text{м}^2 \text{Н}}{\text{Кл}^2}, \\ \theta &\sim 10^{-1} \text{ при } \Delta T = T_{AC^*} - T \sim 1 \text{ К}. \end{aligned} \quad (34)$$

Таким образом, получаем

$$a = \frac{\mu \vec{E}}{\gamma \theta} \sim 3 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}, \quad \eta \sim \frac{1}{\vec{E}} \sqrt{\frac{K}{\epsilon_a}} \sim 10^{-7} \text{ м}, \quad b = \frac{d}{\eta} \sim 10^2, \quad \omega_{ext} \sim 3 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}.$$

Фактически величины γ , K и ϵ_a неизвестны точно, однако могут быть оценены из данных опыта путем подбора параметров a и b , наиболее адекватных экспериментальным данным.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наблюдаемая частотная зависимость интенсивности рассеяния света I_{xz} напоминает резонансное поведение и объясняется движением ориентационных перегибов, обсуждавшихся выше. При этом существенную роль играют границы достаточно однослойной фазы смектической фазы C^* , на которых под действием внешнего поля могут

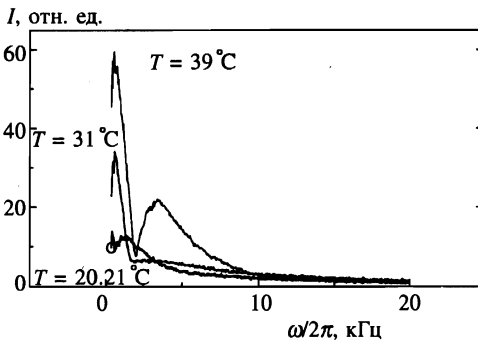


Рис. 7. Частотная зависимость интенсивности рассеяния с двумя максимумами, наблюдаемая в смектичском ЖК FLC-240 при сосуществовании двух доменных структур

зарождаются такие уединенные перегибы, перемещающиеся потом внутрь сегнетоэлектрической пленки. Этими границами могут служить как поверхность пленки, так и доменные стенки в случае образования доменной структуры в пленке. О движении перегибов имеет смысл говорить, если расстояние между характерными границами превышает ширину перегиба. Поэтому в толстых пленках, как свободно подвешенных, так и находящихся между твердыми поверхностями электродов, уединенные перегибы могут перемещаться в трех измерениях, а в случае тонкой пленки — вдоль ее поверхности. Геликоидальная структура смектика C^* неблагоприятна для появления перегибов, и поэтому обсуждаемое квазирезонансное поведение характеристик рассеяния света не наблюдается в фазе C^* вдали от точки перехода T_{AC^*} , где геликоид существует. Так как критическое поле раскрутки геликоида $E_c \sim q_0^2 K \theta / \mu$, где q_0 — волновое число невозмущенного геликоида, а $\theta^2 \sim (T_{AC^*} - T) / T_{AC^*}$, то при значениях $\mu \sim 10^{-3}$ Кл/м², $K \sim 10^{-12}$ Н, $q_0 \sim 10^7$ м⁻¹ и $E \sim 10^4$ В/м в толстых пленках описываемые эффекты могут иметь место в узком температурном интервале вблизи точки T_{AC^*} , а именно, при $\Delta T = (T_{AC^*} - T) \leq \Delta T_c \sim T_{AC^*} (\mu E / K q_0^2)^2 \sim 1$ К, причем $\theta(\Delta T_c) \sim 10^{-1}$.

В тонких пленках, где ориентационный геликоид отсутствует благодаря влиянию границ, рассматриваемые эффекты существуют в более широком температурном интервале.

На движение перегибов существенно влияет диэлектрическая анизотропия в плоскости смектичского слоя, которая может быть обусловлена фактической двуосностью смектика C^* , анизотропией диполь-дипольных взаимодействий и электрическим влиянием внешних границ. Конкретные наборы этих условий приводят к разнообразным режимам движения перегибов и, соответственно, к различным температурным и полевым зависимостям характеристик квазирезонансного рассеяния поляризованного света. С помощью данных опыта и обсуждавшейся динамической модели перегибов сделаны оценки неизвестных материальных параметров: ориентационных вязкости и упругости, а также диэлектрической анизотропии.

Представляет интерес ситуация, когда пленка сегнетоэлектрического ЖК имеет не один, а несколько различных характерных масштабов d , например при сосуществовании нескольких доменных структур. В этом случае можно ожидать появление нескольких квазирезонансов в интенсивности рассеяния света, соответствующих разным характерным частотам. Такая возможность была изучена нами на примере сегнетоэлектрического ЖК FLC-240 ($T_{AC^*} = 53.5^\circ\text{C}$) с относительно высоким значением спонтанной поляризации $P = 40$ нКл/см². В работах [23–25] было показано, что такие ЖК в обычной

электрооптической ячейке обладают специфической статической доменной структурой, для которой характерна сильная температурная зависимость ширины доменов $d_1(T)$. Наряду с такими доменами при определенных критических условиях в этих ЖК появляется динамическая доменная структура, например обусловленная электрогидродинамической неустойчивостью, для которой характерна сильная частотная зависимость ширины доменов $d_2(\omega)$ [5], причем вполне возможно неравенство $d_2(\omega) < d_1(T)$. Следствия такого рода необходимо исследовать дополнительно. В данной работе мы приводим лишь свидетельство появления двух квазирезонансов (см. рис. 7) при разных значениях частоты приложенного электрического поля, которые адекватно соответствуют двум наблюдаемым доменным структурам и существенно зависят от температуры и амплитуды поля.

Авторы выражают глубокую благодарность Л. А. Бересневу за предоставление сегнетоэлектрического ЖК FLC-240, У. Хоффману и С. Астафьеву за техническую помощь, Немецкому обществу естествоиспытателей за поддержку (Е. И. Д.), работа выполнялась при частичной поддержке INTAS (грант № 94-4078) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-02-16667).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Рассмотрим класс нелинейных уравнений движения, которые могут быть записаны формально в виде

$$\left(\Xi + \sum_i \frac{\partial^2 u}{\partial s_i^2} \right) \sin \varphi - \frac{1}{2} \sum_i \left(\frac{\partial u}{\partial s_i} \right)^2 \sin 2\varphi + \sum_i \frac{\partial^2 \varphi}{\partial s_i^2} = \frac{\partial \varphi}{\partial \tau}, \quad (\text{П.1})$$

где $u = u(\mathbf{s})$ — произвольная функция, $\Xi = \Xi \cos(\nu\tau)$, $\varphi = \varphi(\mathbf{s}, \tau)$, \mathbf{s} и τ — безразмерные переменные. Если предположить, что в момент времени $\tau = 0$ (в момент включения поля) в пленке сегнетоэлектрического ЖК существовала такая область, ограниченная линией $u(\mathbf{r}) = u_0 = \text{const}$, что внутри нее $\varphi(\mathbf{s}, \tau = 0) = 0$, а вне нее $\varphi(\mathbf{s}, \tau = 0) = \pi$, либо наоборот, причем ширина переходной зоны $|\Delta s| \sim 1$ много меньше характерного безразмерного параметра пленки s , то нетрудно видеть, что уравнение (П.1) имеет точные решения

$$\varphi_1^\pm = \pm \arctg \frac{1}{\text{sh} [u(\mathbf{s}) - u_0 - (\Xi/\nu)\sin(\nu\tau)]}. \quad (\text{П.2})$$

Вид решений (П.2) однозначно определяется следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} \sin \varphi_1^+ &= \frac{1}{\text{ch} R_1}, \quad \cos \varphi_1^+ = \text{th} R_1, \quad \sin 2\varphi_1^+ = \frac{2\text{sh} R_1}{\text{ch}^2 R_1}, \\ \frac{\partial \varphi_1^+}{\partial s_i} &= -\frac{1}{\text{ch} R_1} \frac{\partial R_1}{\partial s_i}, \quad \frac{\partial \varphi_1^+}{\partial \tau} = -\frac{1}{\text{ch} R_1} \frac{\partial R_1}{\partial \tau}, \\ \frac{\partial^2 \varphi_1^+}{\partial s_i^2} &= -\frac{1}{\text{ch} R_1} \frac{\partial^2 R_1}{\partial s_i^2} + \frac{\text{sh} R_1}{\text{ch}^2 R_1} \left(\frac{\partial R_1}{\partial s_i} \right)^2, \end{aligned} \quad (\text{П.3})$$

где

$$R_1(\mathbf{s}, \tau) = u(\mathbf{s}) - u_0 - \frac{\Xi}{\nu} \sin(\nu, \tau). \quad (\text{П.4})$$

Решения (П.2) описывают движение уединенных ориентационных перегибов функции $\varphi(s, \tau)$. Например, при $\nu = 0$ они описывают движение перегиба в постоянном поле вдоль оси s (решения с индексами 1 и 2 соответствуют движениям в противоположных направлениях):

$$\begin{aligned}\varphi_1^\pm(s, \tau) &= \pm \operatorname{arctg} \frac{1}{\operatorname{sh}(s - s_0 - \Xi\tau)}, \\ \varphi_2^\pm(s, \tau) &= \pm \operatorname{arctg} \frac{1}{\operatorname{sh}(s - s_0 + \Xi\tau)},\end{aligned}\quad (\text{П.5})$$

с постоянной скоростью $V^\pm = ds/d\tau = \pm\Xi$, при этом плоскость фронта перпендикулярна направлению s .

В левой части уравнения движения (П.1) первое слагаемое описывает линейное взаимодействие спонтанной поляризации с эффективным полем, содержащим однородную часть Ξ (внешнее поле), а также вклад некоторого внутреннего поля, обусловленного электрическими свойствами слоя ЖК. Второе слагаемое, квадратичное по поляризации, описывает влияние энергии анизотропии на движение вектора спонтанной поляризации; при этом плотность энергии анизотропии смектического слоя может быть локально неоднородной благодаря влиянию поверхности пленки, доменных стенок и дефектов структуры. Третье слагаемое дает обычный вклад энергии ориентационной упругости. Правая часть уравнения (П.1) описывает вклад ориентационной вязкости и соответствующего момента сил трения. Безразмерные переменные $s_i \equiv x_i/\eta_i$ и $\tau \equiv t/t_0$ отражают существование характерных пространственных (η_i) и временных (t_0) масштабов, определяемых материальными параметрами ЖК.

Уравнение (П.1) дает возможность оценить, по крайней мере качественно, влияние неоднородности пленки СЖК на процессы переполаризации. Приведем несколько примеров.

1) Пусть в плоскости s_1s_2 смектического слоя в окрестности некоторого «точечного дефекта» плотность энергии анизотропии изменяется квадратично по координатам s_1 и s_2 , а эффективное поле является однородным и постоянным, т. е.

$$\begin{aligned}\left(\frac{\partial u}{\partial s_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial s_2}\right)^2 &= 4(s_1^2 + s_2^2), \\ \frac{\partial^2 u}{\partial s_1^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial s_2^2} &= \text{const}.\end{aligned}\quad (\text{П.6})$$

В этом случае функциями $u(s_1, s_2)$ могут служить следующие координатные зависимости:

$$s_1^2 \pm s_2^2, \quad 2s_1s_2. \quad (\text{П.7})$$

В зависимости от формы линии $u(s_1, s_2) = u_0$, описывающей поверхность одинаковой фазы $\varphi = \pi/2$ в начальный момент времени $\tau = 0$, движение фронта одинаковой фазы $\varphi(s_1, s_2, \tau) = \pi/2$, то есть ориентационного перегиба, с течением времени τ может принимать различный вид. Согласно (П.5) и (П.7), соответствующие фронты могут иметь вид окружностей, парабол и гипербол, т. е. возможны пропорциональные зависимости

$$s_1^2 \pm s_2^2 \propto \tau, \quad 2s_1s_2 \propto \tau. \quad (\text{П.8})$$

2) Пусть плотность энергии анизотропии спадает экспоненциально по закону $\exp(-2s_1)$ вдоль некоторого направления s_1 в смектическом слое, например в глубь пленки от «плоского дефекта» (поверхности пленки), а эффективное поле является однородным и постоянным, т. е.

$$\left(\frac{\partial u}{\partial s_1}\right)^2 \pm \left(\frac{\partial u}{\partial s_2}\right)^2 = e^{-2s_1}, \quad \frac{\partial^2 u}{\partial s_1^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial s_2^2} = 0.$$

В этом случае функциями $u(s_1, s_2)$ могут служить зависимости типа

$$e^{\pm s_1} \sin s_2, \quad (\text{П.9})$$

которые приводят к клинообразной форме фронтов, причем клинья располагаются периодически вдоль выделенной поверхности (вдоль оси s_2) с периодом, равным эффективной глубине проникновения фронта вдоль оси s_1 .

Указанными простыми примерами формы движения перегибов в постоянном поле, разумеется, не ограничиваются. Ясно, что виды и скорости таких фронтов сильно зависят от локальных свойств пленок сегнетоэлектрических ЖК. В случае воздействия переменного поля Ξ решение (П.2) показывает, что перегибы совершают колебательное движение относительно некоторого начального местоположения с частотой ν и амплитудой, пропорциональной отношению Ξ/ν .

Вообще говоря, граничные условия на поверхности пленки конечной толщины имеют вид [14, 15]

$$Q \sin \varphi|_{sur} = G \frac{\partial \varphi}{\partial s}|_{sur}, \quad (\text{П.10})$$

где Q — эффективный параметр полярного сцепления с поверхностью, G — эффективная константа упругого взаимодействия. С учетом соотношений

$$\begin{aligned} \sin \varphi_1^\pm &= \pm \frac{1}{\text{ch}(s - s_0 - \Xi\tau)} = -\frac{\partial \varphi_1^\pm}{\partial s}, \\ \sin \varphi_2^\pm &= \pm \frac{1}{\text{ch}(s - s_0 + \Xi\tau)} = \frac{\partial \varphi_2^\pm}{\partial s} \end{aligned}$$

уравнение (П.10) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} \frac{Q \pm G}{\text{ch}(s - s_0 - \Xi\tau)|_{sur}} &= 0, \\ \frac{Q \mp G}{\text{ch}(s - s_0 + \Xi\tau)|_{sur}} &= 0. \end{aligned}$$

Таким образом, условие (П.10) приближенно выполняется при $\Xi\tau \gg 1$ и $(s - s_0)|_{sur} \gg 1$. В этом случае решения (П.5) могут иметь следующий смысл: если вблизи поверхности пленки появляется ориентационный перегиб с шириной $\Delta s_x \sim 1$ ($\Delta x \sim \eta$), то он может перемещаться вдоль направления s_x на расстояния $\Xi\tau \gg 1$ за время τ , при этом граничное условие (П.10) выполняется с точностью до экспоненциально малых величин.

Если параметр Q положителен, производная $(\partial \varphi / \partial s)|_{sur}$ в (П.10) также должна быть положительной, при этом решения (П.5) описывают движение $-\pi$ -перегиба вдоль

оси s_x и $+\pi$ -перегиба в обратном направлении. При отрицательных значениях Q решения (П.5) описывают движение $+\pi$ -перегиба вдоль оси s_x и $-\pi$ -перегиба в обратном направлении.

Литература

1. K. Yoshino, T. Uemoto, and Y. Inuishi, *Jap. J. Appl. Phys.* **16**, 571 (1977).
2. J. Hoffmann, W. Kuszynski, and J. Malecki, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **44**, 287 (1978).
3. A. Levstic, B. Zeks, I. Levstic et al., *J. de Phys.* **40**, 303 (1979).
4. R. Blinc and B. Zeks, *Phys. Rev. A* **18**, 740 (1978).
5. С. А. Пикин, *Структурные превращения в жидких кристаллах*, Наука, Москва (1981).
6. A. Levstic, T. Carlsson, C. Filipic et al., *Phys. Rev. A* **35**, 3527 (1987).
7. Sh. Nonaka, K. Ito, M. Isogai, and M. Odamura, *Jap. J. Appl. Phys.* **26**, 1609 (1987).
8. M. Ozaki, T. Hatai, and K. Yoshino, *Jap. J. Appl. Phys.* **27**, 1906 (1988).
9. A. M. Biradar, S. Wrobel, and W. Haase, *Phys. Rev. A* **39**, 2693 (1989).
10. T. Carlsson, B. Zeks, C. Filipic, and A. Levstic, *Phys. Rev. A* **42**, 877 (1990).
11. F. Gouda, K. Skarp, G. Anderson et al., *Jap. J. Appl. Phys.* **28**, 1887 (1989).
12. F. Gouda, G. Anderson, S. T. Lagerwall et al., *Liq. Cryst.* **6**, 219 (1989).
13. P. Schiller, G. Pelzl, and D. Demus, *Liq. Cryst.* **2**, 21 (1987).
14. S. A. Pikin, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **179**, 201 (1990).
15. S. A. Pikin, *Ferroelectrics* **117**, 197 (1991).
16. E. I. Demikov, S. A. Pikin, and E. S. Pikina, *Phys. Rev. E* **52**, 6250 (1995).
17. E. I. Demikov, S. A. Pikin, and E. S. Pikina, *J. de Phys. II* **6**, 753 (1996).
18. E. I. Demikhov, *Europhys. Lett.* **25**, 259 (1994).
19. E. I. Demikhov and H. Stegemeyer, *Liq. Cryst.* **18**, 37 (1995).
20. E. I. Demikhov, *Phys. Rev. E* **51**, 12 (1995).
21. Е. И. Демихов, С. А. Пикин, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 666 (1995).
22. E. I. Demikhov, E. Hoffmann, H. Stegemeyer et al., *Phys. Rev. E* **51**, 5954 (1995).
23. Л. А. Береснев, М. В. Лосева, Н. И. Чернова и др., *Письма в ЖЭТФ* **51**, 516 (1990).
24. S. A. Pikin, L. A. Beresnev, S. Hiller et al., *Mol. Mat.* **3**, 1 (1993).
25. L. A. Beresnev, E. Schumacher, S. A. Pikin et al., *Jap. J. Appl.* **34**, 2404 (1995).