Особенности оптического отклика диэлектрических кристаллов с несоразмерными фазами

© О.С. Кушнир, Л.О. Локоть

Львовский государственный университет,
79005 Львов, Украина

E-mail: kolinko@franko.lviv.ua

(Поступила в Редакцию 24 июля 2000 г.)

Получено материальное уравнение, описывающее оптический отклик диэлектрических кристаллов в несоразмерно модулированных фазах для плосковолновой области модуляции. Проанализированы симметрийные свойства связанных с пространственной дисперсией модуляционных добавок к тензору диэлектрической проницаемости данных кристаллов, вытекающие из принципа Онзагера, условия отсутствия поглощения и мезоскопической периодичности среды. Показано, что основные результаты укладываются в рамки известного из литературы общего подхода для кристаллооптики пространственно-неоднородных сред.

Кристаллооптические свойства диэлектриков, обладающих промежуточными фазами с несоразмерно модулированной сверхструктурой, в частности кристаллов семейства A_2BX_4, вызывают постоянный интерес исследователей (см. обзор [1]). Одним из ярких примеров является все еще далекая от полного понимания проблема оптической активности в несоразмерных (НС) фазах упомянутых кристаллов, в последние годы широко дискутируемая в литературе [2–5]. Существование данного явления довольно трудно согласовать с инверсионной точечной симметрией структуры НС фазы, получаемой "усреднением" влияния модуляции, поэтому оно требует дальнейших теоретических и экспериментальных исследований.

С точки зрения макроскопической электродинамики, оптический отклик НС кристалла зависит от тензора диэлектрической проницаемости в оптическом диапазоне частот. Отдельные его свойства, определяемые симметрией НС фазы, а также особенности перехода от микроскопического к макроскопическому описанию ранее обсуждались рядом авторов [2,6–10]. Анализ электромагнитных волн, распространяющихся в НС кристаллах, при учете эффектов пространственной дисперсии проводился в работах [9,11]. Цель настоящей работы — рассмотрение особенностей оптического отклика несоразмерно модулированной среды с пространственной дисперсией, в частности анализ симметрии зависимой от волнового вектора света части ее диэлектрического тензора и уточнение материального уравнения для диэлектриков с НС фазами.

Для диапазона частот, далеких от резонансных, можно пренебречь эффектами частотной дисперсии и записать исходное материальное уравнение для линейной анизотропной немагнитной среды с учетом пространственной нелокальности ее отклика в виде [12]

$$D_i(\mathbf{r}) = \int \hat{\varepsilon}_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')E_j(\mathbf{r}')d\mathbf{r}', \qquad (1)$$

где $\mathbf{D}$ и $\mathbf{E}$ — соответственно индукция и напряженность электрического поля световой волны, а функция отклика $\hat{\varepsilon}_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ определяет тензор диэлектрической проницаемости. Нижние индексы в (1) обозначают декартовы координаты, и по повторяющимся индексам осуществляется суммирование.

В принципе уравнение (1) можно использовать для анализа кристаллооптики НС фаз. Однако волновой вектор НС модуляции $\mathbf{q}_{IC}$ несоразмерен с основными векторами базовой решетки, что приводит, строго говоря, к потере трансляционной периодичности кристаллической среды в направлении оси модуляции (далее нас будет интересовать случай одномерной модуляции) и соответственным трудностям анализа свойств НС кристаллов с помощью хорошо отработанных приемов теории твердого тела. Трансляционную инвариантность можно восстановить в рамках подхода сверхпространственной симметрии в четырехмерном пространстве $(\mathbf{r}, \varphi)$, где φ — фаза модуляционной волны (см., например, [13]). Для кристаллооптики НС фаз данный прием был конкретизирован в работе [9], где исходное интегральное уравнение связи (1) модифицировалось к виду

$$D_i(\mathbf{r}, \varphi) = \int \hat{\varepsilon}_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \varphi)E_j(\mathbf{r}', \varphi)d\mathbf{r}'. \qquad (2)$$

Исходя из (2), введем Фурье-компоненты микроскопического тензора диэлектрической проницаемости и проанализируем некоторые их свойства (см., также [9]). Ядро $\hat{\varepsilon}_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \varphi)$ должно быть инвариантным относительно преобразований сверхпространственной группы, описывающей симметрию НС фазы. В частности, для подгруппы трансляций

$$\hat{\varepsilon}_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \varphi) = \hat{\varepsilon}_{ij}(\mathbf{r} + \mathbf{a}, \mathbf{r}' + \mathbf{a}, \varphi + \mathbf{q}_{IC}\mathbf{a}), \qquad (3)$$

где $\mathbf{a} = l_i\mathbf{a}_i$ — векторы трансляций базовой решетки исходной высокотемпературной фазы ($\mathbf{a}_i$ — основные векторы решетки, l_i — целые числа). Диэлектрическую функцию, удовлетворяющую (3), можно записать в виде (сравни с [12])

$$\hat{\varepsilon}_{ij}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\varphi)=\sum_{n_i,m} f_{ij}^{n_i,m}(\mathbf{R})\exp(im\varphi)\exp(-i\mathbf{h}\mathbf{r}'), \quad (4)$$

где $\mathbf{R}=\mathbf{r}-\mathbf{r}'$, а суммирование фактически осуществляется по всем векторам $\mathbf{h}$ обратной решетки, встречающимся в структуре кристалла при учете НС модуляции $(\mathbf{h}=n_i\mathbf{a}_i^*+m\mathbf{q}_{IC}$, где $\mathbf{a}_i^*$ — основные векторы обратной решетки, n_i и m — целые числа (см., например, [2])). В обозначениях работы [2] модуляция в кристаллах A_2BX_4 имеет место вдоль направления $\mathbf{a}_3$, т. е. $\mathbf{q}_{IC}=\gamma\mathbf{a}_3^*$, где $\gamma=r/s+\delta$, целые числа r и s характеризуют кристаллическую структуру соразмерной Lock-in фазы (соответствующий волновой вектор $\mathbf{q}_C=(r/s)\mathbf{a}_3$), а $\delta\ll 1$ — малый параметр несоразмерности, зависящий от температуры [11].

После стандартного преобразования Фурье уравнения (2) получим

$$D_i(\mathbf{k},\varphi)=\int\hat{\varepsilon}_{ij}(\mathbf{k},\mathbf{k}',\varphi)E_j(\mathbf{k}',\varphi)d\mathbf{k}', \quad (5)$$

где

$$\hat{\varepsilon}_{ij}(\mathbf{k},\mathbf{k}',\varphi)=(2\pi)^{-6}\iint\hat{\varepsilon}_{ij}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\varphi)\times\exp[i(\mathbf{k}'\mathbf{r}'-\mathbf{k}\mathbf{r})]d\mathbf{r}d\mathbf{r}'. \quad (6)$$

Подстановка (4) в (6) дает

$$\hat{\varepsilon}_{ij}(\mathbf{k},\mathbf{k}',\varphi)=\sum_{n_i,m}\varepsilon_{ij}^{n_i,m}(\mathbf{k})\exp(im\varphi)\delta(\mathbf{k}'-\mathbf{k}-\mathbf{h}), \quad (7)$$

где $\delta(\mathbf{k})$ — дельта-функция Дирака, а

$$\varepsilon_{ij}^{n_i,m}(\mathbf{k})=(2\pi)^{-3}\int f_{ij}^{n_i,m}(\mathbf{R})\exp(-i\mathbf{k}\mathbf{R})d\mathbf{R} \quad (8)$$

представляют собой микроскопические Фурье-компоненты диэлектрического тензора, отвечающие пространственным периодам $\lambda_h=2\pi/|\mathbf{h}|$. В предельном случае $\mathbf{q}_{IC}=\mathbf{q}_C$ $(\delta=0)$ выражение (7) описывает хорошо известную структуру тензора для обычных (соразмерных) кристаллов [12].

Вообще говоря, физически значащей является лишь симметрия макроскопических величин, характеризующих кристалл. Тем не менее, как и в [9], мы рассмотрим симметрийные свойства Фурье-компонент $\varepsilon_{ij}^{n_i,m}(\mathbf{k})$ с целью их дальнейшего сравнения с симметрией макроскопического диэлектрического тензора. На основании принципа симметрии кинетических коэффициентов Онзагера [12,14] из (4) и (8) можно получить

$$\varepsilon_{ij}^{n_i,m}(\mathbf{k})=\varepsilon_{ji}^{n_i,m}(-\mathbf{k}-\mathbf{h}). \quad (9)$$

Тривиальное требование вещественности ядра интегрального оператора в (2) для оптической среды без потерь приводит к условию

$$\varepsilon_{ij}^{n_i,m}(\mathbf{k})=[\varepsilon_{ij}^{-n_i,-m}(-\mathbf{k})]^*. \quad (10)$$

Из (9) и (10) приходим к

$$\varepsilon_{ij}^{n_i,m}(\mathbf{k})=[\varepsilon_{ji}^{-n_i,-m}(\mathbf{k}+\mathbf{h})]^*, \quad (11)$$

откуда видно, что микроскопические компоненты $\varepsilon_{ij}^{n_i,m}(\mathbf{k})$ неэрмитовы в отличие от хорошо известного результата для макроскопического диэлектрического тензора [14]. Заметим, что результат (11) остался незамеченным в анализе [9]. Очевидно, что он касается как немодулированных, так и несоразмерно модулированных кристаллов, поэтому причины естественно искать в неоднородности кристаллической структуры на микроскопическом уровне. Известно [12], что для кристаллов с чисто решеточной периодичностью процедура макроскопического усреднения дает возможность выразить микроскопические Фурье-компоненты поля $\mathbf{E}(\mathbf{k}+\mathbf{h})$ через макрополе $\mathbf{E}(\mathbf{k})$ и, как следствие, свести диэлектрический тензор к единственной компоненте $\varepsilon_{ij}^{0}(\mathbf{k})$, отвечающей $\mathbf{h}=0$. Согласно (11), это обеспечивает эрмитовость макроскопического тензора диэлектрической проницаемости прозрачной оптической среды.

Обсудим теперь основные моменты макроскопического усреднения для НС кристаллов (см. [12]). Из формул (5) и (7) вытекает, что

$$D_i(\mathbf{k},\varphi)=\sum_{n_i,m}\int\varepsilon_{ij}^{n_i,m}(\mathbf{k})E_j(\mathbf{k}+\mathbf{h},\varphi)\exp(im\varphi). \quad (12)$$

Учет в этой сумме лишь члена с $\varepsilon_{ij}^{0,0}(\mathbf{k})$ описывающего однородную среду, отвечал бы грубому приближению, часто именуемому приближением "усредненной" НС структуры (см. подход [6]). Более точным является приближение, дополнительно принимающее во внимание наиболее длинноволновые Фурье-компоненты $\varepsilon_{ij}^{n_i,m}(\mathbf{k})$ с ненулевыми векторами $\mathbf{h}$ [2,9–11,15]. В плосковолновой области НС модуляции, которая нас будет интересовать в дальнейшем, наиболее важным среди них является "разностный" вектор $\mathbf{q}=s(\mathbf{q}_{IC}-\mathbf{q}_C)=s\delta\mathbf{a}_3^*$, который существенно влияет на различные свойства НС фаз (см. [15–18]). Индексы этого вектора равны $n_1=n_2=0$, $n_3=\mp r$ и $m=\pm s$, поэтому соответствующая длина волны модуляции $(\lambda_q=a_3/s\delta)$ существенно больше типичных параметров решетки, но меньше длины волны λ света в видимом диапазоне $(\lambda_q/\lambda\sim 0.1$, см. также оценки в [2,10,11]). Учитывая сказанное выше, представим (12) в форме

$$D_i(\mathbf{k},\varphi)=\varepsilon_{ij}^{0,0}(\mathbf{k})E_j(\mathbf{k})+\varepsilon_{ij}^{\pm s}(\mathbf{k},\varphi)E_j(\mathbf{k}\pm\mathbf{q},\varphi)+\sum_{\substack{n_1,n_2;\\ n_3\neq\mp r,m\neq\pm s;\\ n_i,m\neq 0}}\int\varepsilon_{ij}^{n_i,m}(\mathbf{k})E_j(\mathbf{k}+\mathbf{h},\varphi)\exp(im\varphi), \quad (13)$$

где

$$\varepsilon_{ij}^{\pm s}(\mathbf{k},\varphi)=\varepsilon_{ij}^{\pm s}(\mathbf{k})\exp(\pm is\varphi). \quad (14)$$

Заметим, что компоненты $\varepsilon_{ij}^{\pm s}(\mathbf{k},\varphi)$, соответствующие вектору обратной решетки $\mathbf{q}$, по существу не содержат микроскопических индексов n_i, связанных с периодичностями базовой решетки (см. определение $\mathbf{q}$).

Следуя в основных чертах процедуре, описанной в [12], можно прийти к макроскопическому материальному уравнению. А именно, пренебрегая поперечными составляющими $\mathbf{E}_\perp(\mathbf{k}+\mathbf{h},\varphi)$ коротковолновых микроскопических Фурье-компонент $\mathbf{E}(\mathbf{k}+\mathbf{h},\varphi)$ поля (соответствующая точность порядка $(a_i/\lambda)^2$, ибо $\mathbf{k}+\mathbf{h}\approx\mathbf{h}$ для векторов обратной решетки с индексами $n_i\neq 0$; $n_3\neq\mp r$; $m\neq 0,\pm s$) и выражая продольные составляющие $\mathbf{E}_\parallel(\mathbf{k}+\mathbf{h},\varphi)$ через $\mathbf{E}(\mathbf{k})$ и $\mathbf{E}(\mathbf{k}\pm\mathbf{q},\varphi)$, получим

$$D_i(\mathbf{k},\varphi)=\varepsilon^0_{ij}(\mathbf{k})E_j(\mathbf{k})$$
$$+\varepsilon^{\pm q}_{ij}(\mathbf{k},\mathbf{k}\pm\mathbf{q},\varphi)E_j(\mathbf{k}\pm\mathbf{q},\varphi), \qquad (15)$$

где кроме начальных вкладов $\varepsilon^{0,0}_{ij}(k)$ и ε величины $\varepsilon^0_{ij}(k)$ и $\varepsilon^{\pm q}_{ij}(\mathbf{k},\mathbf{k}\pm\mathbf{q},\varphi)$ будут содержать также вклады из последней суммы в (13).

Уравнение (15) соответствует "полумакроскопическому" (или, в терминах работы [10], "мезоскопическому") приближению при описании кристаллооптических свойств НС фаз. Как уже упоминалось, оно точнее обычного "макроскопического" приближения, которое означало бы удержание в (15) лишь первого слагаемого, описываемого симметрией структуры НС фазы с пространственно усредненным влиянием модуляции [10] (см. также [6,7]). Понятно, что компоненты $\varepsilon^{\pm q}_{ij}(\mathbf{k},\mathbf{k}\pm\mathbf{q},\varphi)$ определяются амплитудой волны НС модуляции и поэтому малы по сравнению с $\varepsilon^0_{ij}(\mathbf{k})$. Заметим также, что использование диэлектрической проницаемости в классическом понимании ограничено для неоднородных сред, которыми, как следует из изложенного выше являются НС фазы (подробнее см. [19]). Это видно хотя бы из того, что материальный тензор $\boldsymbol{\varepsilon}$, связывающий между собой полевые векторы $\mathbf{D}$ и $\mathbf{E}$, невозможно записать в явном виде. Это особенно актуально для солитонной области модуляции, для которой следовало бы одновременно учитывать бесконечный спектр Фурье-компонент диэлектрического тензора.

Симметрийные свойства модулированных составляющих материального тензора в (15) легко получить из (9), (11), (14)

$$\varepsilon^{\pm q}_{ij}(\mathbf{k},\mathbf{k}\pm\mathbf{q},\varphi)=\varepsilon^{\pm q}_{ji}(-\mathbf{k}\mp\mathbf{q},-\mathbf{k},\varphi), \qquad (16)$$

$$\varepsilon^{\pm q}_{ij}(\mathbf{k},\mathbf{k}\pm\mathbf{q},\varphi)=[\varepsilon^{\mp q}_{ji}(\mathbf{k}\pm\mathbf{q},\mathbf{k},\varphi)]^*, \qquad (17)$$

Выражение (17) свидетельствует о том, что модулированные вклады $\varepsilon^{\pm q}_{ij}(\mathbf{k},\mathbf{k}\pm\mathbf{q},\varphi)$, обусловленные пространственной дисперсией, неэрмитовы. Очевидно, что причины следует связывать с неоднородностью кристалла в мезоскопическом масштабе, что в свою очередь объясняется НС характером структурной модуляции. В связи с обсуждаемыми вопросами уместно также упомянуть хорошо известный факт нарушения одного из следствий эрмитовости диэлектрического тензора при учете пространственной дисперсии — ортогональности нормальных электромагнитных волн в кристалле [12]. Однако данное явление имеет иные причины и объясняется фактической зависимостью $\varepsilon^0_{ij}(\mathbf{k})$ от показателей преломления данных волн.

Разложим теперь тензор $\varepsilon^{\pm q}_{ij}(\mathbf{k},\mathbf{k}\pm\mathbf{q},\varphi)$ в (15), как обычно, в ряд по $\mathbf{k}$ и оставим лишь линейный член. Принимая во внимание инверсионную симметрию "усредненной" структуры НС фаз в кристаллах группы A_2BX_4 $(\varepsilon^0_{ij}(\mathbf{k}\neq 0)=0)$, мы придем к соотношению

$$D_i(\mathbf{k},\varphi)=\varepsilon^0_{ij}E_j(\mathbf{k})$$
$$+\left[\varepsilon^{\pm q}_{ij}(\varphi)+i\gamma^{\pm q}_{ijl}(\varphi)k_l\right]E_j(\mathbf{k}\pm\mathbf{q},\varphi), \qquad (18)$$

в котором ε^0_{ij} отвечает $\mathbf{k}=0$. Из (16) вытекает, что гирационный тензор $\gamma^{\pm q}_{ijl}(\varphi)$, определенный, согласно (18), антисимметричен по индексам i и j. Согласно (17), он не обязательно веществен и может иметь мнимую составляющую, что противоречит классическим представлениям о прозрачных средах [14]. Причина такого несоответствия фактически связана с тем, что определение тензора $\gamma^{\pm q}_{ijl}(\varphi)$, согласно (18) не учитывает членов, пропорциональных вектору мезоскопической модуляции $\mathbf{q}$, а полученные в данной работе результаты для несоразмерно модулированных кристаллов сведутся к уже известным в литературе результатам для пространственно-неоднородных сред.

Для уточнения особенностей оптического отклика НС фаз выполним обратное преобразование Фурье уравнения (18), учитывая, что оригиналы Фурье-образов $\varepsilon^{\pm q}_{ij}(\varphi)$ и $\gamma^{\pm q}_{ijl}(\varphi)$ будут пространственно зависимыми. Поэтому структура (18) соответствует произведению двух образов. Для произвольных оригиналов $f(t)$ и $g(t)$ и их Фурье-образов $F(x)$ и $G(y)$ можно записать

$$\iint F(x)G(y-x)\exp(iyt)dxdy=f(t)g(t),$$

$$\iint F(x)iyG(y-x)\exp(iyt)dxdy=\frac{d}{dt}[f(t)g(t)]. \qquad (19)$$

На основании формул (18), (19) и формального соответствия $t\to\mathbf{r}$, $x\to\mp\mathbf{q}$, $y\to\mathbf{k}$, а также $F\to\boldsymbol{\varepsilon},\boldsymbol{\gamma}$ и $G\to\mathbf{E},\mathbf{D}$ приходим к следующему материальному уравнению в координатном пространстве:

$$D_i(\mathbf{r},\varphi)=[\varepsilon^0_{ij}+\varepsilon_{ij}(\varphi+\mathbf{qr})]E_j(\mathbf{r},\varphi)$$
$$+\nabla_l[\gamma_{ijl}(\varphi+\mathbf{qr})E_j(\mathbf{r},\varphi)], \qquad (20)$$

где

$$E_i(\mathbf{r},\varphi)=\int E_i(\mathbf{k}\pm\mathbf{q},\varphi)\exp[i(\mathbf{k}\pm\mathbf{q})\mathbf{r}]d(\mathbf{k}\pm\mathbf{q}),$$

$$\varepsilon_{ij}(\varphi+\mathbf{qr})=\int\varepsilon^{\pm q}_{ij}(\varphi)\exp(\mp i\mathbf{qr})d(\pm\mathbf{q}), \qquad (21)$$

а оригиналы остальных величин определены подобным образом. Уравнение (20) можно конкретизировать, уточняя пространственную зависимость $\varepsilon_{ij}(\varphi + \mathbf{qr})$ и $\gamma_{ijl}(\varphi + \mathbf{qr})$. Так, при практическом решении задачи о распространении света в плосковолновой области модуляции в кристаллах группы A_2BX_4 параметр $\gamma_{ijl}(\varphi + \mathbf{qr})$ можно положить равным $\gamma_{0,ijl}\sin(\varphi_0 + \mathbf{qr})$, где $\gamma_{0,ijl}$, φ_0 — постоянные [2,9–11]. Тогда последний член в (20) будет включать слагаемое, пропорциональное вектору модуляции $\mathbf{q}$.

Таким образом, симметрийный анализ тензора диэлектрической проницаемости кристаллов в НС фазе приводит к выводу о необходимости учета пространственных изменений материальных параметров среды посредством градиентного члена $\nabla_j\gamma_{ijl}(\varphi + \mathbf{qr})$ в уравнении (20). Данный результат был упущен при анализе оптических свойств кристаллов с НС фазами во всех предыдущих исследованиях (см. [2,3,9–11]). В то же время уравнение связи (20) представляет собой частный случай уравнения, ранее предложенного для описания кристаллооптики неоднородных анизотропных сред [20,21]. Использование принципа Онзагера приводит к модификации данного уравнения к окончательному виду

$$D_i(\mathbf{r}, \varphi) = [\varepsilon^0_{ij} + \varepsilon_{ij}(\varphi + \mathbf{qr})]E_j(\mathbf{r}, \varphi)$$

$$+ \gamma_{ijl}(\varphi + \mathbf{qr})\nabla_l E_j(\mathbf{r}, \varphi) + \frac{1}{2}E_j(\mathbf{r}, \varphi)\nabla_l\gamma_{ijl}(\varphi + \mathbf{qr}), \quad (22)$$

причем определенные согласно (22) тензоры ε^0_{ij}, $\varepsilon_{ij}(\varphi + \mathbf{qr})$ симметричны, тензор $\gamma_{ijl}(\varphi + \mathbf{qr})$ антисимметричен по первым двум индексам, и в отсутствие поглощения все они действительны (см. [20,21], а также [22,23]).

Несмотря на уже упомянутые трудности введения диэлектрического тензора, связывающего индукцию и поле в пространственно диспергирующих неоднородных средах, интересно сравнить симметрийные свойства вкладов в диэлектрическую проницаемость НС кристаллов от различных слагаемых в уравнении (22). Для электромагнитных волн вида $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \varphi) = \mathbf{E}(\varphi)\exp[i(\mathbf{k} \pm \mathbf{q})\mathbf{r}]$ в плосковолновой области модуляции (см., например, [11,15]) вклад от третьего слагаемого в (22) ведет себя согласно $\Delta\varepsilon^{III}_{ij} = i(k_l \pm q_l)\gamma_{ijl} = (\Delta\varepsilon^{III}_{ji})^*$, что можно квалифицировать как эрмитовость. То же характерно и для первых двух слагаемых ε^0_{ij} и ε_{ij}. Однако последнее слагаемое в (22) представляет собой действительный и антисимметричный, т. е. антиэрмитовый вклад в диэлектрическую проницаемость $(\Delta\varepsilon^{IV}_{ij} = \nabla_l\gamma_{ijl} = -(\Delta\varepsilon^{IV}_{ji})^*)$. Это дополнительно проясняет смысл вытекающего из симметрийного анализа соотношения (17). Наконец, из приведенного выше обсуждения следует, что вывод работы [9] о возможности появления симметричной по индексам i и j части гирационного тензора γ_{ijl} в прозрачной среде с НС модуляцией лишен оснований.

Следует отметить, что в работах [20–23] введение уравнения связи, включающего пространственные производные материальных параметров, в практическом плане диктовалось прежде всего потребностью последовательного описания гиротропных сред с учетом граничных условий (см. также обсуждение в [12,24]). Ключевым моментом здесь была заведомая неоднородность границы раздела между средой и вакуумом. В нашем же случае пространственная неоднородность представляет собой следствие существенно объемных эффектов и возникает как результат длинноволновой мезоскопической периодичности структуры несоразмерного модулированного кристалла.

Диэлектрические кристаллы в НС фазах, возможно, являются первым примером материалов, для которых уравнение связи в форме, предложенной в [20,21], необходимо для корректного анализа оптических свойств. Действительно, для плосковолновой области модуляции последнее слагаемое справа в уравнении (22) включает множитель $q_l\gamma_{ijl}$, который как минимум на порядок больше по модулю, чем обычно учитываемый в теории оптической активности член $ik_l\gamma_{ijl}$, связанный с пространственными производными от поля световой волны. Таким образом, пренебрежение вкладом $\Delta_l\gamma_{ijl}$ для НС фаз недопустимо даже в качестве грубого приближения. Данный вклад обусловливает, по сути дела, дополнительный физический механизм пространственной дисперсии в периодической модулированной среде, который следует оценивать не параметром a_i/λ (см., например, [12,14]), но параметром a_i/λ_q. В одной из первых работ [7] по кристаллооптике НС фаз высказывалось предположение о том, что пространственная дисперсия в них может быть очень сильной и описываться параметром λ_q/λ. Однако возможность расширения пространственной области, в которой ядро $\hat{\varepsilon}_{ij}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ в (1) сколько-нибудь значительно, от масштабов порядка параметров решетки a_i до периода НС сверхструктуры λ_q вызывает сомнения, так как потенциал НС модуляции чрезвычайно слаб.

Подводя итоги, подчеркнем еще раз, что обсужденные в настоящей работе особенности нелокального оптического отклика диэлектрических кристаллов с НС фазами и специфика симметрийных свойств их диэлектрической проницаемости являются проявлениями общих закономерностей, присущих пространственно-неоднородным оптическим средам. Полученные результаты свидетельствуют о необходимости пересмотра ряда безосновательных, на наш взгляд, выводов [25], касающихся кристаллооптики НС фаз. В частности, уравнение связи для мезоскопически неоднородной среды следует надлежащим образом учитывать при интерпретации экспериментальных данных по оптической активности кристаллов группы A_2BX_4.

Список литературы

[1] H.Z. Cummins. Phys. Rep. **185**, 211 (1990).
[2] H. Meekes, A. Janner. Phys. Rev. **B38**, *12*, 8075 (1988).
[3] J. Kobayashi. Ibid., **B42**, *13*, 8332 (1990).
[4] C.L. Folcia, J. Ortega, J. Etxebarria, T. Breczewski. Ibid., **B48**, *2*, 695 (1993).
[5] M. Kremers, H. Meekes. J. Phys.: Condens. Matter. **7**, 8119 (1995).

[6] R.M. Pick. In: Geometry and Thermodynamics: Common Problems in Quasi-Crystals, Liquid Crystals and Incommensurate Systems / Ed. by J.-C. Toledano. Plenum Press, N.Y. (1990). P. 439.
[7] В.А. Головко, А.П. Леванюк. ЖЭТФ **77**, *4*, 1556 (1979).
[8] J. Fousek, J. Kroupa. Czech. J. Phys. **B36**, 1192 (1986).
[9] И.В. Стасюк, А.М. Швайка. Препринт Ин-та физики конденсированных систем АН Украины № 91-53Р. Киев (1991).
[10] E. Dijkstra, A. Janner, H. Meekes. J. Phys.: Condens. Matter. **4**, 693 (1992).
[11] О.С. Кушнир, Л.О. Локоть. ФТТ **39**, *8*, 1360 (1997).
[12] В.М. Агранович, В.Л. Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. Наука, М. (1979). 432 с.
[13] A. Janner, T. Jannsen. Acta Cryst. **A36**, 399 (1980).
[14] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. Гостехиздат, М. (1957). 532 с.
[15] O.S. Kushnir. J. Phys.: Condens. Matter. **9**, 9259 (1997).
[16] K. Hamano, Y. Ikeda, T. Fujimoto, K. Ema, S. Hirotsu. J. Phys. Soc. Japan **49**, 2278 (1980).
[17] Б.А. Струков, А.П. Леванюк. Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. Наука, М. (1983). 240 с.
[18] O.S. Kushnir, L.O. Lokot, L.P. Lutsiv-Shumski, I.I. Polovinko, Y.I. Shopa. Phys. Stat. Solid. (b) **214**, 487 (1999).
[19] В.Л. Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме. Наука, М. (1967). 684 с.
[20] V.M. Agranovich, V.I. Yudson. Opt. Commun. **9**, *1*, 58 (1973).
[21] Б.В. Бокуть, А.Н. Сердюков. ЖПС **20**, *4*, 677 (1974).
[22] Б.В. Бокуть, А.Н. Сердюков. ЖЭТФ **61**, *5*, 1808 (1971).
[23] В.М. Агранович, В.Л. Гинзбург. ЖЭТФ **63**, *3*, 838 (1972).
[24] Ф.И. Федоров. Теория гиротропии. Наука и техника, Минск (1976). 456 с.
[25] M. Kremers. Optical and morphological aspects of incommensurate crystals. Ph.D. Thesis. Nijmegen University, Nijmegen (1995).