

УДК 537.226.4

**ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА
И ЛИНЕЙНЫЙ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ,
ОБУСЛОВЛЕННЫЕ НЕСОРАЗМЕРНОЙ СВЕРХСТРУКТУРОЙ
В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКЕ $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$**

С. Х. Есаян, Е. Л. Ивченко, А. Г. Кавецкий

Измерены температурные зависимости коэффициента поглощения света α и компоненты $\Delta\chi = \chi_{31} - \chi_{32}$ фотогальванического тензора χ в несоизмерной фазе кристалла $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$. Эти зависимости немоновотны и определяются не только скоростью изменения температуры, но и предшествующими условиями. Исключение составляет комнатная температура, при которой все зависимости $\alpha(T)$ или $\Delta\chi(T)$ пересекаются. Анализ экспериментальных данных свидетельствует о существовании в $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ двух типов дефектов, взаимодействующих с антифазными границами и определяющих оптическое поглощение и фотогальванические явления в спектральной области $\hbar\omega < 3$ эВ.

В последние годы в ряде сегнетоэлектриков обнаружены периодические сверхструктуры, период которых превышает постоянную решетки исходной фазы и несоизмерим с нею [1]. Наиболее прямым методом обнаружения несоизмерной фазы служит изучение рентгеновской, электронной или нейтронной дифракции. В то же время большой интерес представляет исследование влияния несоизмерных сверхрешеток на макроскопические свойства сегнетоэлектриков. Настоящая работа посвящена изучению в кристалле барий-натриевого ниобата $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ (БНН) температурных зависимостей поглощения света в спектральной области $\hbar\omega = 2 \div 3.9$ эВ и линейного фотогальванического эффекта при $\hbar\omega = 2.82$ эВ. На основе анализа экспериментальных результатов предложен механизм изученных явлений.

В отличие от многих сегнетоэлектриков, обладающих несоизмерной фазой, кристаллы БНН в предшествующей соразмерной фазе не имеют центра пространственной инверсии: при температуре $T_c \approx 850$ К они испытывают переход в сегнетоэлектрическое состояние (кристаллический класс C_{4v}), а фазовый переход $C_{4v} \rightarrow C_{2v}$ с появлением несоизмерной сверхструктуры происходит при температуре $T_i \approx 570$ К. Вектор модуляции \mathbf{k}_M несоизмерной структуры можно представить в виде

$$\mathbf{k}_M = \frac{\mathbf{a}_i^* + \mathbf{b}_i^*}{4} (1 + \delta) + \frac{\mathbf{c}_i^*}{2}, \quad (1)$$

где \mathbf{a}_i^* , \mathbf{b}_i^* , \mathbf{c}_i^* — базисные векторы обратной решетки тетрагональной фазы; δ — безразмерный параметр несоизмерности, который при комнатной температуре принимает значение ~ 0.012 [2] (квазисоразмерная фаза). В последнее время на основе дифракционного анализа и данных электронной микроскопии удалось существенно продвинуться в разработке кристаллографической модели квазисоразмерной фазы БНН [3-5]. Эта модель будет использована нами при интерпретации оптических экспериментов.

1. Эксперимент

Для измерения частотной и температурной зависимостей коэффициента поглощения света использовался измерительно-вычислительный комплекс на основе микро-ЭВМ «Электроника ДЗ-28» [6]. Источником света служила лампа накаливания КГМ-250. Регистрация световых потоков производилась фотоэлектронными умножителями ФЭУ-114 в токовом режиме. В качестве диспергирующей системы применялся двойной решеточный монохроматор МДР-23. Спектр оптического поглощения измерялся по двулучевой схеме. Микро-ЭВМ «Электроника ДЗ-28» и интерфейсная система управляли работой шагового двигателя монохроматора МДР-23, осуществляли сбор и обработку данных, поступающих от трех вольтметров В7-21, а также выводили результат на графопостроитель.

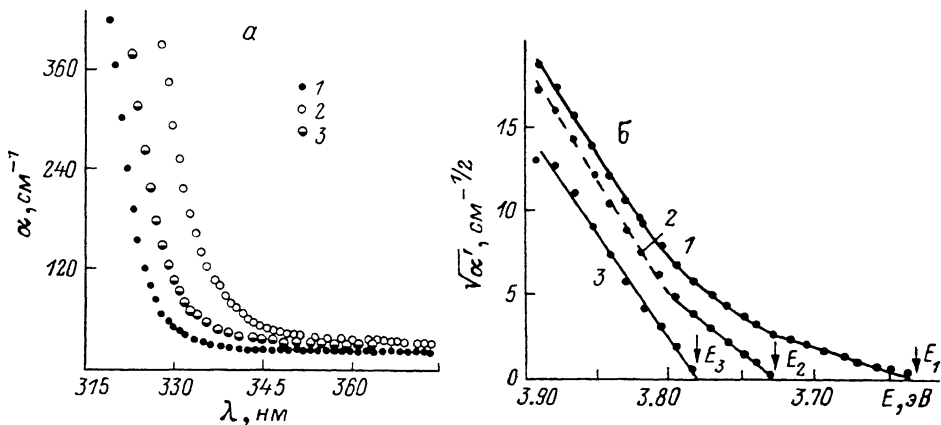


Рис. 1. Спектральная зависимость коэффициента поглощения света, распространяющегося вдоль оси z , при трех различных температурах (в К: 1 — 80, 2 — 280, 3 — 160) (а) и обработка спектра при 80 К (б).

Зависимости 1—3 получены соответственно вычитанием из α экспоненциального фона $\alpha_{\text{экс}}$ (спектр 1), вычитанием из $\alpha' = \alpha - \alpha_{\text{экс}}$ составляющей (3) с $E_1 = 3.63$ эВ (спектр 2) и двух составляющих (3) с $E_1 = 3.63$ и $E_2 = 3.73$ эВ (спектр 3). Толщина образца 0.03 мм.

Два вольтметра измеряли ток фотоумножителей, а с помощью третьего вольтметра измерялась температура образца. В качестве устройства ввод—вывод в микро-ЭВМ использовались алфавитно-цифровой дисплей «Электроника 15ИЭ-00-013», перфоратор ПЛ-150М, фотосчитыватель с перфоленты СП-3, аналого-цифровое печатающее устройство «ROBOTRON-1150». Управление ходом экспериментов осуществлялось по программам на языке BASIC в диалоговом режиме. Измерения проводились в вакуумной камере (остаточное давление не более 10^{-5} Тор), имеющей кварцевые оптические окна. Камера позволяла проводить измерения в температурном интервале 80—600 К со скоростью изменения температуры ~ 1 К/мин.

Линейный фотогальванический ток измерялся с помощью модуляционной методики [7].

Измерения проводились на образцах в виде пластинок толщиной 0.03, 0.1 и 3 мм, вырезанных из номинально чистой монокристаллической буллы перпендикулярно осям x и z (орторомбические оси a и c) с поперечными размерами около 5 мм.

Результаты экспериментов по спектральной зависимости коэффициента поглощения света показаны на рис. 1, 2. Коэффициент поглощения α определялся с использованием стандартной формулы для пропускания

$$T = (1 - R)^2 e^{-\alpha d} / (1 - R^2 e^{-2\alpha d}), \quad (2)$$

в которой пренебрегается интерференцией. Здесь d — толщина образца, R — коэффициент зеркального отражения на границе вакуум—кристалл при нормальном падении света.

Полученные нами данные качественно согласуются с результатами работы [8], в которой спектр поглощения БНН измерялся при комнатной температуре. Однако спектры поглощения на рис. 1 смещены относительно аналогичных спектров [8] в сторону больших энергий примерно на 0.3 эВ.

Для анализа области большого поглощения ($\alpha > 10 \text{ см}^{-1}$ при 80 К) из спектра $\alpha(\hbar\omega)$ (рис. 1, а) вычитался экспоненциальный фон $\alpha_{\text{эк}}(\hbar\omega)$. Для удобства на рис. 1, б представлена спектральная зависимость величины $\sqrt{\alpha'}(\hbar\omega)$, где $\alpha' = \alpha - \alpha_{\text{эк}}$. Видно, что одной зависимостью

$$\alpha'(\hbar\omega) = \begin{cases} A(\hbar\omega - E_i)^2 & \text{при } \hbar\omega > E_i, \\ 0 & \text{при } \hbar\omega < E_i, \end{cases} \quad (3)$$

характерной для непрямых переходов, описать представленный на рис. 1, б спектр не удается и требуется не менее трех различных слагаемых типа

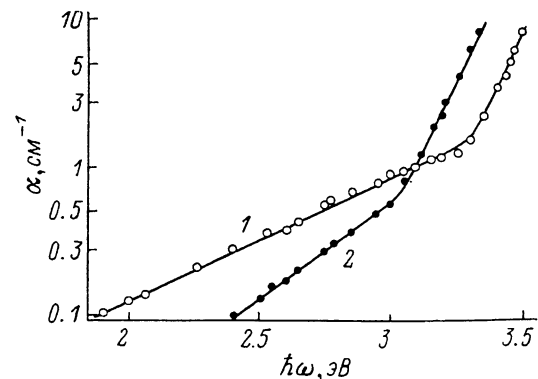


Рис. 2. Спектральная зависимость коэффициента поглощения света, распространяющегося вдоль оси z , при 300 (1) и 450 К (2). Толщина образца $d=3 \text{ мм}$.

ная зависимость $\alpha(T)$ немонотонна. Как видно из рис. 3, а, в квазисоразмерной фазе эта зависимость для света, распространяющегося вдоль сегнетоэлектрической оси $c \parallel z$ (вектор поляризации света $e \perp c$), имеет три максимума, при $T \approx 180, 240$ и 300 К . Наблюдаемая немонотонность величины $\alpha(T)$, определяемой из (2), не связана с температурной зависимостью коэффициента отражения R . Действительно, измерения с помощью гомодинного интерферометра [10] показали, что зависимость показателя преломления n_x или n_y от T имеет плавный характер ($-d \ln n / dT \sim 10^{-5} \text{ град}^{-1}$) с небольшой особенностью в области температуры 240 К .

Фотогальванический эффект (ФГЭ) в пьезоэлектриках при линейно-поляризованном возбуждении описывается тензором третьего ранга $\chi_{\alpha\beta\gamma}$, симметричным к перестановке двух последних индексов [11]. В [12, 13] измерялись компоненты χ_{31} (или χ_{32}) и $(\chi_{31} - \chi_{33})$ тензора в кристалле БНН. Эти компоненты отличны от нуля и в полярной тетрагональной фазе. В отличие от тетрагональной фазы в ромбической соразмерной или несооразмерной фазе компоненты χ_{31} и χ_{32} не совпадают, так же как не совпадают показатели преломления n_x и n_y . Это различие может служить удобной характеристикой анизотропии кристалла в плоскости (x, y) при переходе $C_{4v} \rightarrow C_{2v}$. На рис. 3, б представлена температурная зависимость амплитуды переменной составляющей фототока $J_z \propto [j_z(e \parallel x) - j_z(e \parallel y)]$ при падении на кристалл в направлении оси z света с длиной волны $\lambda=0.44$ постоянной интенсивности и переменной поляризации. Из рис. 3, а, б видно, что температурные зависимости α и J_z коррелируют (отметим, однако, слабое проявление среднего максимума в зависимости $J_z(T)$). Это означает, что указанные зависимости необходимо объяснять в рамках единой модели.

(3) с пороговыми энергиями $E_i=3.63, 3.73$ и 3.78 эВ . Заметим, что в [9] краю прямых переходов в БНН приписывается энергия 3.95 эВ .

В данной работе внимание сосредоточено на длинноволновом участке спектра поглощения ($\alpha \leq 1 \text{ см}^{-1}$), имеющего экспоненциальный характер. В отличие от более резкого участка спектра с величиной α от 1 до 10 см^{-1} , который с повышением температуры монотонно смещается в сторону больших длин волн (рис. 2), на длинноволновом участке температур-

Из представленных спектров поглощения следует, что при $\lambda = 0.44$ мкм поглощение света и ФГЭ в кристаллах БНН обусловлены оптическими переходами «примесь—зона». Если примесные уровни примыкают, например, к зоне проводимости и характеризуются экспоненциальной энергетической плотностью $N(\xi) = (N_i/\xi_0) \exp(-\xi/\xi_0)$, то для оценки коэффициента поглощения α можно воспользоваться выражением

$$\alpha(\hbar\omega) = 4\pi^{1/2} \frac{e^2}{\hbar c n} \frac{\hbar}{m_0 \omega} \left(\frac{2m_r \xi_0}{\hbar^2 x^2} \right)^{3/2} \frac{P^2}{m_0} N(E_g - \hbar\omega). \quad (4)$$

Здесь P — междузонный матричный элемент оператора импульса; m_r — эффективная масса дырок в валентной зоне; m_0 — масса свободного электрона; E_g — ширина запрещенной зоны; n — показатель преломления;

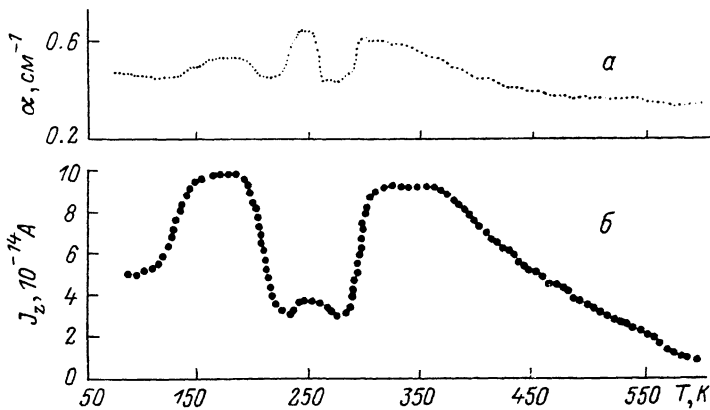


Рис. 3. Температурные зависимости коэффициента поглощения света с $\lambda = 0.44$ мкм ($\mathbf{k} \parallel z$) (а) и линейного фотогальванического тока $J_z \propto j_z(e \parallel x) - j_z(e \parallel y)$ (б).

Толщина образца 3 мм, поперечные размеры 5×5 мм.

κ — обратный радиус локализации, входящий в огибающую волновой функции электрона на примеси $\psi_z(\mathbf{r}) = (\kappa/2\pi)^{3/2} \exp(-\kappa r)/r$. При выводе (4) не учитывались зависимость κ от энергии связи ξ и зависимость матричного элемента перехода «примесь—зона» от волнового вектора рождающейся дырки. При $\hbar\omega = 2.8$ эВ, $\alpha(\hbar\omega) = 0.5$ см $^{-1}$, $n = 2.3$, $P^2/m_0 = 3$ эВ, $\xi_0 \sim 0.5$ эВ, $\hbar^2 \kappa^2/2m_0 \sim (E_g - \hbar\omega) \sim 1$ эВ получаем для N_i значение $\sim 10^{17}$ см $^{-3}$.

С учетом зеркального отражения света от передней и задней граней образца и в пренебрежении интерференцией и фотопроводимостью фототок, регистрируемый в режиме короткозамкнутых контактов, определяется выражением

$$j_z = s G \alpha I_0, \quad s = (1 - R)(1 - e^{-\alpha d}) / (1 - R e^{-\alpha d}) \alpha d, \quad (5)$$

где I_0 — интенсивность падающего света, коэффициент Гласса $G = e \bar{v}_z \tau_p / \hbar \omega$, τ_p — время релаксации фотодырок (или фотоэлектронов) по импульсу, \bar{v}_z — их средняя направленная скорость в момент фотовозбуждения. Различие компонент фотогальванического тензора χ_{31} и χ_{32} может быть связано как с поляризационной зависимостью коэффициента G , т. е. с различием C_x и C_y , так и с дихроизмом поглощения $\alpha_x \neq \alpha_y$. При выполнении неравенств

$$|G_x - G_y| \ll |\bar{G}|, \quad |\alpha_x - \alpha_y| \ll \bar{\alpha},$$

где $\bar{G} = (G_x + G_y)/2$ и $\bar{\alpha} = (\alpha_x + \alpha_y)/2$, получаем

$$\frac{\chi_{31} - \chi_{32}}{\chi_{31}} = \frac{G_x - G_y}{\bar{G}} + \frac{\alpha_x - \alpha_y}{\bar{\alpha}}. \quad (6)$$

При этом регистрируемая на опыте разность фототоков

$$j_x(e \parallel x) - j_x(e \parallel y) = [s(G_x - G_y)\bar{\alpha} + s'(\alpha_x - \alpha_y)\bar{G}]I_0, \quad (7)$$

где

$$s' = \left(\frac{1 - R}{1 - Re^{-\alpha d}} \right)^2 e^{-\alpha' l}.$$

Заметим, что в условиях эксперимента $\alpha d \ll 1$ и коэффициенты s, s' близки к единице, а выражение в квадратных скобках (7) совпадает с разностью $\chi_{31} - \chi_{32}$.

Используя данные [12] по χ_{31} , мы получили для отношения $(\chi_{31} - \chi_{32})/\chi_{31}$ при комнатной температуре значение $5 \cdot 10^{-2}$. Значение $(\alpha_x - \alpha_y)/\bar{\alpha}$, измеренное при той же температуре, составляет $\sim 2 \cdot 10^{-2}$. Следовательно, дихроизм поглощения вносит заметный вклад в разность $\chi_{31} - \chi_{32}$. Для определения точного соотношения между первым и вторым слагаемым в правой части (6) необходимо провести измерение $(\chi_{31} - \chi_{32})$ и χ_{31} на одном и том же образце.

Мы считаем, что немонотонное поведение α и $(\chi_{31} - \chi_{32})$ в области 150—300 К обусловлено, во-первых, перестройкой несоизмерной сверхструктуры в кристаллах БНН при изменении температуры и, во-вторых, наличием в этих кристаллах подвижных точечных дефектов. Сверхструктура в БНН связана в основном со смещением атомов кислорода в октаэдрах NbO_6 относительно «усредненной» тетрагональной решетки, выступающей в роли жесткого каркаса. Согласно [3, 4], несоизмерную фазу БНН можно представить в виде совокупности соразмерных орторомбических доменов, разделенных сингулярными антифазными границами или «стенками несоизмерности». Каждому домену можно приписать одно из значений фазы параметра порядка $\varnothing = n\pi/2$ ($n=0, 1, 2, 3$). Скачкообразное изменение фазы (на величину $\pi/2$) на стенке несоизмерности сопровождается сдвигом сверхструктуры на базисный вектор тетрагональной решетки. С этим связано формирование в БНН четверных узлов (точнее, узловых линий) стыковки доменов с четырьмя различными значениями фазы \varnothing . Наличие дальнего порядка в расположении стенок несоизмерности в направлении оси x и приводит к отличному от нуля значению параметра несоизмерности δ в (1), связанному с периодом сверхструктуры l соотношением $l \approx a_0/2\delta$, где $a_0 \approx 17.6 \text{ \AA}$.

Точечные дефекты могут накапливаться на стенках несоизмерности. При этом вклад их в коэффициент поглощения света может возрастать, например, вследствие понижения энергии $-\mathcal{E}$ электронного уровня на дефекте при перемещении дефекта из объема домена на стенку несоизмерности. Микрофотографии электронного пропускания тонких пленок БНН [3, 4] свидетельствуют о том, что в реальных условиях стенки несоизмерности причудливо изогнуты (несмотря на наличие дальнего порядка). Этим искажением сверхструктуры можно объяснить непрерывное распределение уровней локализованных состояний $N(\mathcal{E})$, использованное нами при выводе выражения (4) для коэффициента поглощения.

При изменении температуры период сверхструктуры изменяется. При этом даже сравнительно малое изменение l сопровождается макроскопическим перемещением стенок несоизмерности по кристаллу. В этом случае температурные зависимости α и J_x отражают изменение пространственного расположения точечных дефектов относительно перемещающихся стенок несоизмерности.

Для проверки предлагаемой физической картины зависимости $\alpha(T)$ и $J_x(T)$ были измерены при различных значениях скорости изменения температуры dT/dt . Соответствующие данные по ФГЭ представлены на рис. 4. Оказалось, что исследуемые зависимости неоднозначны и определяются не только значением dT/dt , но и предшествующими условиями. При этом наиболее интересным фактом является пересечение кривых $J_x(T)$ (или $\alpha(T)$) при комнатной температуре $T_x = 294 \text{ К}$. Фиксация температуры $T \neq T_x$ в процессе измерения сопровождается изменением α

и J_z во времени. Например, в образце с зафиксированной температурой 350 или 250 К через 3 ч указанные величины изменялись соответственно на 20 или 5 %. Это изменение отвечает уменьшению различия между $\alpha(T, t)$ и $\alpha(T_k)$ или $J_z(T, t)$ и $J_z(T_k)$ с течением времени t .

Для объяснения полученных результатов приходится вводить два типа дефектов: более и менее подвижные. В течение длительного пребывания образца при комнатной температуре менее подвижные дефекты накапливаются на стенках несоответственности, выталкивая оттуда более подвижные дефекты, и создают периодический потенциал с периодом $l(T_k)$, действующий на стенки несоответственности. В Приложении на примере одномерной модели кристалла со слабой несоответственностью показано, что при приближении температуры T к T_k в системе быстро устанавливается период сверхструктуры $l(T_k)$, тогда как время установления стационарного периода $l(T)$ при температуре T , далеко отстоящей от T_k , может быть очень большим. Таким образом, при $T \approx T_k$ величины α и J_z определяются менее подвижными дефектами. По мере удаления T от T_k происходит смещение стенок несоответственности, у них появляется возможность захватывать более подвижные дефекты. Число захватываемых дефектов этого типа зависит от скорости dT/dt и предшествующих условий, определяющих пространственное расположение более подвижных дефектов. Поэтому значения $\alpha(T)$, $J_z(T)$ могут быть как больше, так и меньше соответствующих значений при комнатной температуре.

Таким образом, полученные в данной работе экспериментальные данные свидетельствуют о существовании в кристаллах БНН двух типов дефектов, взаимодействие которых с антифазными границами (притяжение) и между собой (отталкивание) определяет оптическое поглощение и фотоэлектрические явления в спектральной области $\hbar\omega \leq 3$ эВ.

Авторы благодарны В. В. Леманову за интерес к работе и полезные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

В [14] рассчитана температурная зависимость периода несоответственной сверхструктуры $l(T)$ с учетом взаимодействия антифазных границ с дефектами, которые накапливаются на антифазных границах сверхструктуры при поддержании системы в течение длительного времени при фиксированной температуре T_0 . При этом задача сводилась к рассмотрению модели Френкеля—Конторовой с потенциальной энергией системы [15]

$$\sum_n \left[\frac{f}{2} (u_{n+1} - u_n)^2 - v_0 \cos \frac{2\pi}{b} (na + u_n) \right]. \quad (\text{П. 1})$$

Здесь роль постоянной решетки a играет период несоответственной структуры при отсутствии дефектов, а период «внешнего» потенциала b совпадает с периодом $l(T_0)$ пространственного расположения дефектов. Для указанной модели имеется критическое значение $h_c = 4/\pi$ безразмерного параметра $h = |a - b| (f/v_0)^{1/2}$, такое, что при $h < h_c$ антифазные границы закреплены на дефектах и $l(T) = l(T_0)$, а при $h > h_c$ — период сверхструктуры $l(T)$ не совпадает с $l(T_0)$. Запишем уравнение движения антифазных границ в виде

$$\frac{1}{\mu} \frac{du_n}{dt} = F_n, \quad (\text{П. 2})$$

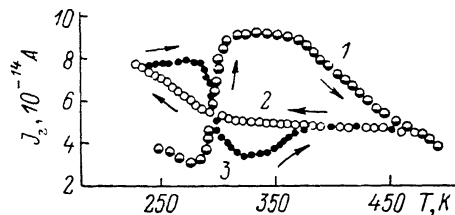


Рис. 4. Температурная зависимость фотогальванического тока J_z при различных скоростях изменения температуры.

Условия эксперимента те же, что и на рис. 3. Стрелки указывают направление изменения температуры. dT/dt (К/мин): 1 — 0.8, 2 — 3, 3 — 1.5.

$$F_n = f(u_{n+1} + u_{n-1} - 2u_n) - \frac{2\pi}{b} v_0 \sin \frac{2\pi}{b} (na + u_n),$$

где F_n — сила, действующая на n -ю антифазную границу, μ — подвижность этой границы. Мы пренебрегли в (П. 2) инерционным вкладом, пропорциональным \ddot{u}_n , по сравнению с релаксационным членом $\mu^{-1}\dot{u}_n$. Перейдем к континуальному приближению и введем, следуя [15], переменные $x_n = 2\pi n(a-b)/b$ и $\varphi(x_n) = x_n + (2\pi u_n/b)$. Тогда уравнение (П. 2) преобразуется к виду

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{1}{\tau_0} \left(\hbar^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \sin \varphi \right), \quad \tau_0 = \frac{1}{\mu v_0} \left(\frac{b}{2\pi} \right)^2. \quad (\text{П. 3})$$

Обозначим в виде $\varphi_T(x)$ стационарное решение, отвечающее температуре T и удовлетворяющее уравнению

$$\hbar^2 \frac{d^2 \varphi_T}{dx^2} = \sin \varphi_T. \quad (\text{П. 4})$$

Согласно (П. 3), для малых отклонений $\psi(x, t)$ относительно этого состояния справедливо уравнение

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{1}{\tau_0} \left(\hbar^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \cos \varphi_T \psi \right). \quad (\text{П. 5})$$

При $h < h_c$, т. е. вблизи температуры T_0 , $\varphi_T = 2\pi m$ (m — целое число) и флуктуация $\psi \propto \exp(iqx)$ затухает во времени по закону $\exp(-t/\tau)$, где время релаксации $\tau = \tau_0 [1 + (qh)^2]^{-1}$. Следовательно, в этом случае время установления стационарного состояния ограничено сверху и при приближении температуры T к T_0 стационарное состояние в системе может устанавливаться за короткое время. Вдали от T_0 , когда $h > h_c$, времена релаксации флуктуаций не ограничены сверху и время установления стационарного периода может быть очень большим. Для доказательства достаточно указать, что, согласно (П. 4), уравнению (П. 5) удовлетворяет периодическая функция $\psi = d\varphi_T(x)/dx$, не зависящая от времени, т. е. с бесконечным временем релаксации. В этом проявляется свойство трансляционной инвариантности уравнения (П. 4).

Л и т е р а т у р а

- [1] Incommensurate phases in dielectrics. Fundamentals / Eds. R. Blinc, A. P. Levanyuk. Amsterdam: North-Holland, 1986 (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, vol. 14).
- [2] Schneck J., Toledano J. C., Joffrin C. et al. Phys. Rev., 1982, vol. 25B, N 3, p. 1766—1785.
- [3] Van Tendeloo G., Amelinckx S., Manolikas C., Shulin Wen. Phys. St. Sol. (a), 1985, vol. 91, N 2, p. 483—501.
- [4] Pan Xiao-qing, Hu Mei-shen, Yao Ming-hui, Feng Duan. Phys. St. Sol. (a), 1985, vol. 92, N 1, p. 57—68.
- [5] Manolikas C., van Tendeloo G., Amelinckx S. Sol. St. Commun., 1986, vol. 58, N 12, p. 845—849.
- [6] Кавецкий А. Г., Колла Е. В., Сазонов В. А. Препринт ФТИ АН СССР, № 1013. Л., 1986.
- [7] Петров М. П., Грачев А. И. Письма в ЖЭТФ, 1979, т. 30, № 1, с. 18—21.
- [8] Воронов В. В., Кузьминов Ю. С., Лукина И. Г. ФТТ, 1976, т. 18, № 4, с. 1047—1050.
- [9] Мамедов А. М. ЖЭТФ, 1982, т. 83, № 5 (11), с. 1804—1815.
- [10] Морковин П. А., Писарев Р. В. ЖЭТФ, 1979, т. 77, № 6 (12), с. 2462—2476.
- [11] Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е. В кн.: Проблемы современной физики (к 100-летию со дня рождения А. Ф. Иоффе). Л.: Наука, 1980, с. 275—293.
- [12] Воронов В. В., Кузьминов Ю. С., Осико В. В. ФТТ, 1979, т. 21, № 10, с. 3061—3065.
- [13] Esayan S. K., Lemanov V. V., Maksimov A. Y. Ferroelectrics Lett., 1985, vol. 4, p. 1—3.
- [14] Errandonea G., Schneck J. Jpn. J. Appl. Phys., 1985, Suppl. 24—2, p. 847—849.
- [15] Покровский В. А., Талапов А. Л. ЖЭТФ, 1978, т. 75, № 3 (9), с. 1151—1157.