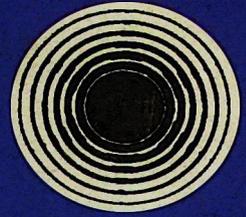


ՓԻՅԻԿԱ • ՖԻԶԻԿԱ • PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ

НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS

OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ
ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ

35

№ 1

ՀՀ ԳԱՄ «ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ» ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ ԻԶԴԱՏԵԼՅՏՎՈ «ԴԻՏՅՈՒՆ» ՆԱՆ ՐԱ
ԵՐԵՎԱՆ ԵՐԵՎԱՆ

2000

Журнал издается с 1966 г.
Выходит 6 раз в год
на русском и английском языках

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Вл. М. Арутюнян, главный редактор
Э. Г. Шароян, зам. главного редактора
Вил. М. Арутюнян
А. А. Ахумян
Г. А. Вартапетян
Э. М. Казарян
А. О. Меликян
А. Р. Мкртчян
В. О. Папанян
А. А. Мирзаханян, ответственный секретарь

ԽՍՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒԵԳԻԱ

Վլ. Մ. Հարությունյան, գլխավոր խմբագիր
Է. Գ. Շառոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ
Վիլ. Մ. Հարությունյան
Ա. Ա. Հախումյան
Հ. Հ. Վարդապետյան
Է. Մ. Վազարյան
Ա. Հ. Մելիքյան
Ա. Ռ. Սյրտյան
Վ. Օ. Պապանյան
Ա. Ա. Միրզախանյան, պատասխանատու քարտուղար

EDITORIAL BOARD

VI. M. Aroutiounian, editor-in-chief
E. G. Sharoyan, associate editor
Vil. M. Harutunyan
A. A. Hakhumyan
H. H. Vartapetian
E. M. Kazarian
A. O. Melikyan
A. R. Mkrтчyan
V. O. Papanyan
A. A. Mirzakhanyan, executive secretary

Адрес редакции: Республика Армения, 375019,
Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г.

Խմբագրության հասցեն՝ Հայաստանի Հանրապետություն,
375019, Երևան, Մարշալ Բաղրամյան պող., 24-գ:

Editorial address: 24-g, Marshal Bagramyan Av.,
Yerevan, 375019, Republic of Armenia.

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

В журнале печатаются статьи и краткие сообщения авторов по всем разделам современной физики на русском и армянском языках. Редакция просит авторов при направлении статей придерживаться следующих правил.

1. Статьи, поступающие в редакцию, должны иметь направление от учреждения, в котором выполнена работа, а также акт экспертизы. Название учреждения приводится перед текстом статьи после фамилий авторов.

2. Объем каждой статьи не должен превышать 10 страниц, а краткого сообщения – 3 страниц текста и 2 рисунков. Работы необходимо представлять в двух экземплярах, отпечатанных на машинке или на принтере через 2 интервала.

3. Тексту каждой статьи предшествует индекс УДК, проставленный в левом верхнем углу. Непосредственно перед текстом статьи или краткого сообщения после заглавия помещается аннотация. К работам, представленным на русском языке, должны быть приложены резюме на армянском и английском языках.

4. Следует ограничиваться минимальным количеством рисунков и фотографий. Их размеры не должны превышать 10×15 см. Они должны быть представлены в двух экземплярах, на обороте рисунков необходимо указать фамилии авторов, название статьи и номер рисунка. Подписи к рисункам должны быть собраны на отдельном листе.

5. Формулы следует вписывать четко и крупно, их нумерация должна быть сплошной по всей статье. Греческие буквы надо подчеркивать снизу красной чертой. Векторы не следует помечать стрелкой сверху, а следует подчеркивать снизу синей чертой. В тех случаях, когда заглавные и строчные буквы одинаковы и отличаются только размерами, необходимо в формулах заглавные буквы подчеркивать снизу двумя черточками, а строчные – двумя черточками сверху.

6. Цитируемая литература должна даваться общим списком в конце статьи. В тексте ссылка приводится цифрой в прямых скобках в порядке упоминания в статье. В списке литературы необходимо указать: для книг – инициалы и фамилию автора, название книги, место издания, издательство, год издания; для периодических изданий – инициалы и фамилию автора, название журнала, том, номер выпуска, первую страницу и год издания.

7. Статья должна быть подписана всеми авторами. Необходимо также приложить точный адрес, фамилию, имя, отчество автора и адрес учреждения, где выполнена работа.

8. В случае возвращения автору его рукописи для доработки датой поступления считается день получения редакцией окончательного варианта статьи.

9. Редакция посылает автору одну корректуру. Корректурa с подписью автора и датой ее подписания должна быть выслана в редакцию в течение суток с момента ее получения.

Статьи, в которых не соблюдены указанные правила, к рассмотрению приниматься не будут.

Адрес редакции "Известий НАН Армении, Физика": Республика Армения, 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г. Тел. 56-80-67.

УДК 539.1

БИПАРАБОЛИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ПОЛЯ ДЛЯ БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКОЙ КОНДЕНСАЦИИ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА В ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН

А.Ж. МУРАДЯН, Г.Л. АРУТЮНЯН

Ереванский государственный университет

Инженерный центр НАН Армении

(Поступила в редакцию 10 сентября 1999 г.)

Исследовано явление Бозе-Эйнштейновской конденсации идеального газа в поле периодического потенциала, образованного встречными волнами лазерного излучения. Для расчетов использовано бипараболическое приближение. Вычислено общее число атомов, захваченных полем, число конденсированных и неконденсированных атомов. Основным результатом является то, что критическая температура конденсации и число конденсированных атомов уменьшается при увеличении глубины потенциала. Все численные расчеты сделаны для перехода $3S_{1/2} - 3P_{3/2}$ атома натрия.

1. Введение

Бозе-Эйнштейновская конденсация (БЭК) в чистом виде может проявиться только в идеальном газе, где классические взаимодействия отсутствуют и остаются только квантовые обменные взаимодействия. Для разреженных газов ($n < 10^{10} \text{ см}^{-3}$) критическая температура конденсации экстремально низка ($T_c < 10^{-6} \text{ К}$) и была достигнута только в 1995г. после двух этапов сверхохлаждения – лазерного и испарительного [1]. В этих экспериментах и примыкающих к ним теоретических исследованиях [2] для нейтральных атомов использовались магнитные ловушки. Тем не менее другие схемы для захвата и сверхохлаждения атомов также рассматриваются и используются. Одним из таких схем является периодический потенциал стоячей волны лазерного излучения в условиях больших расстройек резонанса частоты волны от атомного перехода, возможности которого были и остаются актуальными для БЭК [3].

Точное математическое описание БЭК в рамках модели синусо-

идального периодического потенциала встречает большие математические трудности даже для идеального газа из-за того, что энергетический спектр и волновые функции поступательного движения атома представляются с помощью уравнения Матье. Для преодоления математических трудностей, как правило, применяются приближение гармонического потенциала или теория возмущений для глубоких и мелких потенциалов соответственно. В настоящей статье мы рассматриваем новое приближение для данной проблемы, которое представляет энергетический спектр и собственные состояния с помощью решений более простого вырожденного гипергеометрического уравнения. Оно даже в случае мелких потенциалов сохраняет зонную структуру энергетического спектра, что используется для вычисления характеристик БЭК.

Необходимо отметить, что поле встречных волн (ВВ), которое будет рассмотрено в дальнейшем, далеко от резонанса с оптическим переходом атома и рождает только периодический потенциал для движения атома. Оно играет ту же роль для захвата атома, что и магнитное поле в [1]. ВВ не дает какого-либо вклада в процесс охлаждения, и наличие достаточно низких температур фактически предполагается.

2. Бипараболическое приближение: закон дисперсии

Гамильтониан атома в поле плоских ВВ представляется в следующем виде:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \frac{\hbar^2}{2M} \Delta - \hat{d}E(t, z), \quad (1)$$

где первый член – гамильтониан свободного (неподвижного) атома, второй член – оператор кинетической энергии поступательного движения атома и последний член – оператор взаимодействия, M – масса атома, \hat{d} – оператор оптического дипольного перехода, $E(t, z) = E_1 \exp(ikz - i\omega t) + E_2 \exp(-ikz - i\omega t) + \text{к.с.}$ – напряженность электрического поля, ω – частота, $k = \omega/c$ – волновой вектор волны. Стоячая волна соответствует частному случаю $E_1 = E_2$.

Движение атома в поперечной относительно волны плоскости является свободным и его можно временно оставить вне рассмотрения. Применяя стандартную теорию когерентного взаимодействия монохроматического излучения с двухуровневыми атомами с адиабатическим исключением возбужденного уровня, получаем хорошо известный вид

стационарного уравнения для амплитуд $a(z)$ основного состояния атома:

$$\frac{d^2 a(Z)}{dZ^2} + [\varepsilon - U(Z)]a(Z) = 0, \quad (2)$$

где координата и энергия центра тяжести атома записаны в безразмерных обозначениях $Z = 2kz$, $\varepsilon = E/E_r$, E представляет энергию атома без энергии поперечного движения, $E_r = (2\hbar k)^2 / 2M$ — энергия отдачи из-за переизлучения одного фотона из одной волны в противоположную. Потенциальная энергия $U(Z)$ при этом выражается следующей формулой:

$$U(Z) = -\Delta(\xi_1 + \xi_2 + 2\sqrt{\xi_1 \xi_2} \cos Z), \quad (3)$$

где $\Delta = \hbar \varepsilon / E_r$, $\varepsilon = \omega - \omega_0$ — расстройка частоты поля ω от частоты ω_0 атомного перехода, $\xi_{1,2} = |d^* E_{1,2}|^2 / \hbar^2 \varepsilon^2$ — безразмерные интенсивности индивидуальных волн.

Уравнение (2) с учетом (3) имеет вид уравнения Матье, решения которого для исследования конкретных физических процессов требуют высокого мастерства математического программирования и большого объема компьютерных вычислений. В [4] одним из авторов был предложен приближенный метод решения уравнения Матье, основанный на замене косинус-функции в уравнении на последовательность обрезанных и поочередно перевернутых парабол (рис.1). В [5] бипараболическое приближение использовано для исследования угловой зависимости спонтанного излучения атома в периодическом поле стоячей волны. Заметим, что это приближение не связано с глубиной потенциала и, следовательно, может быть использовано для любых ее значений. Теперь вместо (3) мы имеем

$$U(Z) = \frac{1 + (-1)^m}{2} U_{\min} + \frac{1 - (-1)^m}{2} U_{\max} + (-1)^m \chi(Z - m\pi)^2, \quad (4)$$

где $(m - 1/2)\pi \leq Z \leq (m + 1/2)\pi$ для произвольных целых $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Четные и нечетные значения m соответствуют вогнутым и выпуклым областям потенциала,

$$U_{\min, \max} = -\Delta \left(\sqrt{\xi_1} \mp \sqrt{\xi_2} \right)^2, \quad U = U_{\max} - U_{\min} = 4|\Delta| \sqrt{\xi_1 \xi_2} \quad (5)$$

представляют экстремальные значения и глубину периодического потенциала $U(Z)$. Непрерывность $U(Z)$ в граничных точках обеспечивается выбором значения $\chi = 2U/\pi^2$.

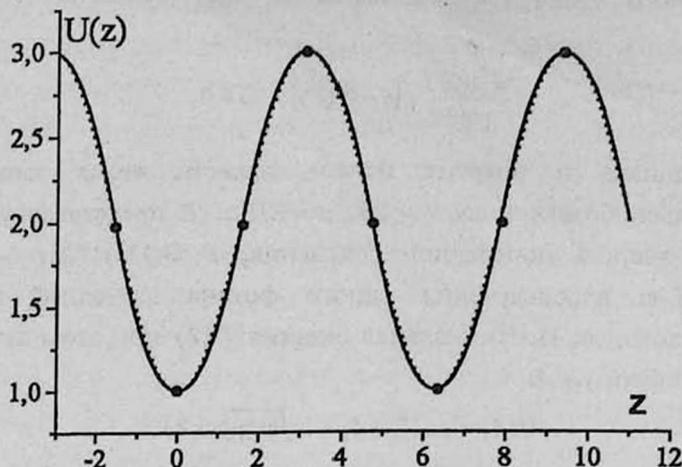


Рис.1. Синусоидальный потенциал (сплошная линия) и соответствующее ему бипараболическое приближение (точечная линия). Пространственные координаты представлены в единицах $(2k)^{-1}$, а потенциал - в единицах энергии отдачи $E_r = (2\hbar k)^2 / 2M$. Для оптического перехода атома натрия $3S_{1/2} - 3P_{3/2}$ ($\lambda = 5896 \text{ \AA}$) ему соответствует температура $T_r = E_r / k_B = 4.8 \mu\text{K}$.

Используя непрерывность $a(z)$ и его производной во внутренней точке $Z = \pi/2$ и граничной точке $Z = 3\pi/2$, мы, как обычно, получаем закон дисперсии между квазиимпульсом P (нормированным на импульс отдачи $2\hbar k$) и энергией ε :

$$\cos(2\pi P) = \frac{G_{12}(\varepsilon)G_{21}(\varepsilon) + G_{11}(\varepsilon)G_{22}(\varepsilon)}{G_{12}(\varepsilon)G_{21}(\varepsilon) - G_{11}(\varepsilon)G_{22}(\varepsilon)}, \quad (6)$$

где введены следующие обозначения:

$$G_{ij} = \left[u_i(Z) \frac{d\tilde{u}_j(Z)}{dZ} - \tilde{u}_j(Z) \frac{du_i(Z)}{dZ} \right]_{Z=\pi/2}, \quad i, j = 1, 2; \quad (7)$$

$$\begin{aligned} u_1(Z) &= \exp(-Z^2 \sqrt{k}/2) \Phi(\alpha, \frac{1}{2}; \sqrt{k}Z^2), \\ u_2(Z) &= Z \exp(-Z^2 \sqrt{k}/2) \Phi(\alpha + \frac{1}{2}, \frac{3}{2}; \sqrt{k}Z^2), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\alpha = \frac{1}{4} \left(1 - \frac{\varepsilon - U_{\min}}{\sqrt{k}} \right), \quad -\pi/2 \leq Z \leq \pi/2,$$

а $\tilde{u}_1(Z)$ и $\tilde{u}_2(Z)$ получаются из $u_1(Z)$ и $u_2(Z)$ соответственно с помощью замен $Z^2 \rightarrow -i(Z-\pi)^2$, $\alpha \rightarrow \beta = \frac{1}{4}(1-i\frac{\varepsilon-U_{\max}}{\sqrt{k}})$, $\pi/2 \leq Z \leq 3\pi/2$.

Для численных расчетов очень удобно использовать второе разложение Трикоми, которое вырожденную гипергеометрическую функцию Φ представляет с помощью разложения по бesselевым функциям J_ν [6]:

$$e^{-x/2} \Phi(\alpha, \sigma+1; x) = \Gamma(\sigma+1)(kx)^{-\sigma/2} \sum_{n=0}^{\infty} A_n \left(k, \frac{\sigma+1}{2} \right) \left(\frac{x}{4k} \right)^{n/2} J_{\sigma+n}(2\sqrt{kx}), \quad (9)$$

где $\Gamma(\sigma+1)$ – гамма-функция, $\kappa = \frac{1+\sigma}{2} - \alpha$ и $A_n \left(\kappa, \frac{\sigma+1}{2} \right)$ – коэффициенты разложения, первые из которых есть $A_0 = 1$, $A_1 = 0$, $A_2 = \lambda$, $A_3 = -\frac{2}{3}\kappa$.

Существенно, что при использовании (9) для решений $u_{1,2}(Z)$ и $\tilde{u}_{1,2}(Z)$ индексы бesselевых функций $\sigma+n$ становятся только полуцелыми числами (так как $\sigma = \pm 1/2$). Поэтому каждая функция Бесселя представляет конечную сумму элементарных функций.

Важной особенностью разложения (9) является то, что уже первый член, в отличие от Тейлоровского разложения, сохраняет зонную структуру энергетического спектра. Действительно, подставляя первое приближение в (7) и далее в (6), получаем

$$\cos(2\pi P) = \cos(2u)\cos(2v) - \left(\frac{u}{v} + \frac{v}{u} \right) \sin(2u)\sin(2v), \quad (10)$$

где $u = \frac{\pi}{2} \sqrt{\varepsilon - U_{\min}}$, $v = \frac{\pi}{2} \sqrt{\varepsilon - U_{\max}}$. Использованное приближение достаточно для значений $\varepsilon - U_{\max} > U/2$ (тогда параметр разложения $x/4k < 1$), то есть для высоких значений энергий или малых потенциалов. Тем не менее, соотношение (10) сохраняет зонную структуру для всей области значений энергии и для дальнейших модельных вычислений мы используем это простое соотношение для всех значений энергий, как внутри, так и вне потенциала: $U_{\min} < \varepsilon < \infty$.

Следует указать также, что ряд (9) дает возможность с помощью прямых подстановок убедиться, что решения $\tilde{u}_1(Z)$ и $\tilde{u}_2(Z)$ в действительности являются реальными функциями координаты z и физических параметров, хотя содержат мнимый аргумент $-i(z-\pi)^2\sqrt{k}$ и комплексный параметр β . Более того, действительными являются все

члены разложения (нужно при этом учитывать, что для значений энергий внутри потенциала ($\varepsilon < U_{\max}$) функции Бесселя $J_{\sigma+n}(2\sqrt{\kappa x})$ заменяются на модифицированные функции Бесселя $I_{\sigma+n}(2\sqrt{\kappa x})$, где $2\sqrt{\kappa x} = \sqrt{(\varepsilon - U_{\max})(z - \pi)^2}$).

3. Основные соотношения для БЭК и численные расчеты

Для исследования БЭК мы используем широко известное уравнение статистической механики, связывающее химический потенциал с числом частиц и температурой системы (условие нормировки) [7], которое в рассматриваемом случае может быть записано в виде

$$2 \frac{k^3 V}{\pi^3} \sum_{i=1}^{\infty} \int_{i-1}^i dP \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dP_{\perp}}{\exp\left(\frac{\varepsilon_{\perp} + \varepsilon - \mu}{k_B T}\right) - 1} = N, \quad (11)$$

где N – полное число частиц в объеме V , P_{\perp} – поперечный импульс атома, который, как и P , нормирован на импульс отдачи $2\hbar k$. Химический потенциал μ и энергетические параметры ε_{\perp} , ε , $k_B T$ соответственно нормированы на энергию отдачи E_r . Для энергетического спектра будет использовано расширенное представление. Целые положительные числа $i=1, 2, \dots$ в (11) представляют номер зоны и одновременно значения квазиимпульса P вблизи верхней границы зоны, а коэффициент 2 присутствует из-за замены области интегрирования по P только на неотрицательные значения. Тот факт, что состояние $P=0$ ($P=0, P_{\perp}=0$) при этом учитывается дважды, не имеет значения, поскольку плотность состояний с $P=0$ равна нулю (как и при свободном движении) и не дает какого-либо вклада в значение интеграла (11).

Последнее имеет принципиальное значение для дальнейших вычислений, поскольку дает возможность определить критическую температуру T_c в полной аналогии со случаем идеального газа, то есть рассматривать (11) как соотношение для определения μ при заданном полном числе атомов N , если $T \geq T_c$, но при более низких температурах $T < T_c$ фиксировать значение $\mu(T < T_c) = \mu(T = T_c)$ и рассматривать (11) как соотношение для определения числа неконденсированных атомов N_{nc} ($N \rightarrow N_{nc}$). Число конденсированных атомов при этом равно разности между числами всех и неконденсированных атомов:

$$N_c = N - N_{nc}. \quad (12)$$

Поскольку поперечное движение атомов свободное ($\varepsilon_{\perp} = P_{\perp}^2$), внутренний двойной интеграл вычисляется элементарно. После этого (11) принимает следующий вид:

$$-2 \frac{k^3 V k_B T}{\pi^2} \sum_{i=1}^{\infty} \int_{i-1}^i dP \ln \left(1 - \exp \left(\frac{\mu - \varepsilon(P)}{k_B T} \right) \right) = N. \quad (13)$$

Каждый член суммы вместе с коэффициентами представляет число атомов в одной (соответствующей) энергетической зоне. Если $T < T_c$, то первый член представляет только число неконденсированных атомов.

В общем случае некоторые из энергетических зон находятся внутри, а остальные – вне потенциала. Одна из них может, конечно, быть частично внутри и частично вне потенциала. Нужно еще добавить, что для внутренних значений энергий $\varepsilon < U_{\max}$ параметр v (см. второе соотношение после (10)) становится мнимым, $v = i \frac{\pi}{2} \sqrt{U_{\min} - \varepsilon} = i|v|$, и для таких значений энергии закон дисперсии (10) трансформируется в

$$\cos(2\pi P) = \cos(2u) \cosh|2v| - \left(\frac{u}{|v|} - \frac{|v|}{u} \right) \sin(2u) \sinh(2|v|). \quad (10')$$

Соотношения (13) и (12), с учетом (10) и (10'), и представляют базисные уравнения для дальнейших численных расчетов.

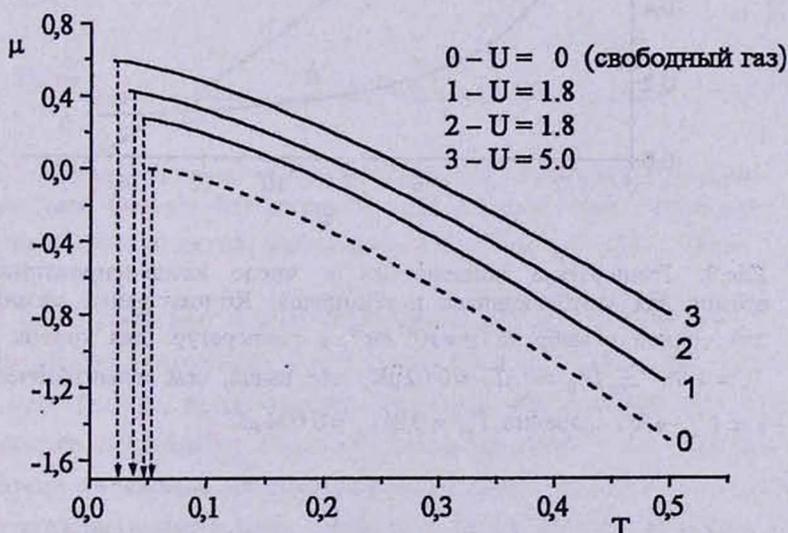


Рис.2. Химический потенциал идеального атомарного газа в зависимости от температуры. Стрелки показывают значения критической температуры конденсации T_c . Концентрация атомов $n \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

На рис.2 показана температурная зависимость химического потенциала при разных глубинах потенциала, содержащих одну, две и три зоны соответственно. Свободные параметры для плотности атомов и оптического перехода соответствуют экспериментальным условиям с атомами натрия в магнитных ловушках. Для сравнения приведены также результаты для идеального свободного газа. Видно, что критическая температура конденсации максимальна для свободного газа и уменьшается при увеличении глубины потенциала. Более детальное поведение показано на рис.3, кривая *a*. В пределе асимптотически больших глубин критическая температура стремится к некоторому ненулевому значению. Но если температура T выбрана ниже асимптотического значения T_∞ , то число конденсированных атомов n_c не стремится к нулю и остается конечным и при асимптотически глубоких потенциалах (этот случай на рисунке не представлен).

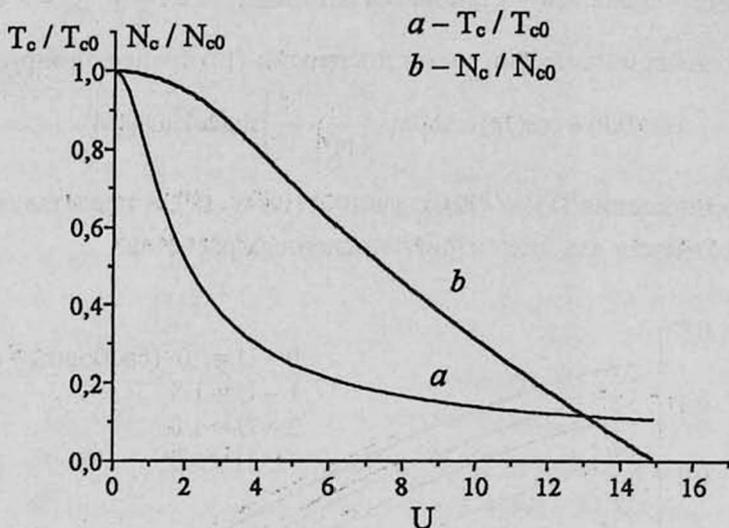


Рис.3. Температура конденсации и число конденсированных атомов для углубляющихся потенциалов. Концентрация атомов для кривой *a* выбрана $n \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$, а температура для кривой *b* $T_r = 4 \cdot 10^{-3} E_r / k_B = 0.1 T_c^* = 0.02 \text{ мК}$, что выше, чем асимптотическое ($U \rightarrow \infty$) значение $T_\infty \approx 0.04 T_c^* = 0.004 \text{ мК}$.

Следующий параметр, который представляет интерес, есть число захваченных атомов, энергия которых меньше максимального значения периодического потенциала. Ясно, что это число должно в среднем расти с глубиной потенциала. Мы ожидали, что искомая зависимость будет иметь ступенчатую форму в соответствии с зонной структурой спектра. Расчеты в основном подтвердили ожидаемую форму и результаты показаны на рис.4. Но неожиданно для нас число захваченных атомов растет также в промежуточных областях, соответствующих запрещенным значениям энергии (части $a-a$ и $b-b$). Следовательно, сужение внутренних энергетических зон и соответствующее неоднородное увеличение плотности состояний в них при углублении потенциала играют существенную роль для равновесного распределения общего числа атомов в каждой энергетической зоне и приводят к отмеченному росту $N_{\text{зах}}$.

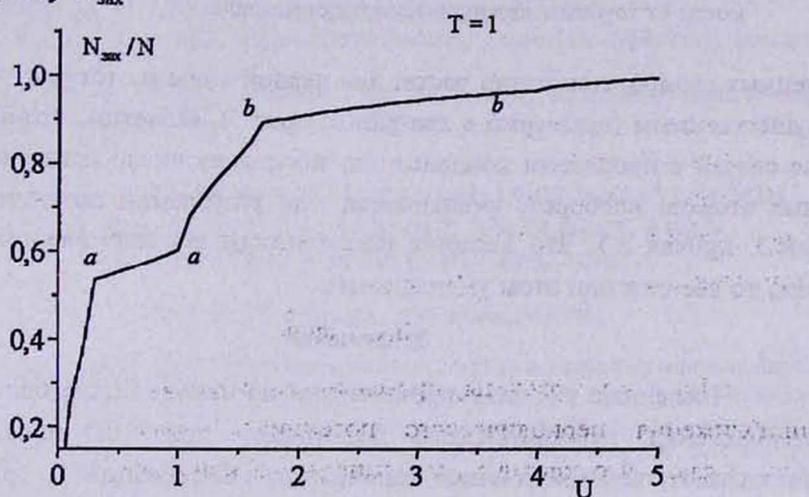


Рис.4. Относительное число захваченных атомов в зависимости от глубины потенциала. Области быстрого роста oa и ab соответствуют входу первой и второй зоны во внутрь потенциала ($n \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T = 1$ (4,8 μK)).

На рис.5 показано число захваченных атомов для первой, второй и третьей энергетических зон по отдельности. Точки, где кривые касаются оси абсцисс, представляют значения, при которых максимум периодического потенциала достигает нижнего края соответствующей зоны. А точки переломов на кривых представляют глубины, при которых потенциал включает в себя соответствующую зону полностью. Точечными линиями показаны числа атомов на отдельных зонах независимо от того, захвачены атомы полем или нет. Важно, что число захва-

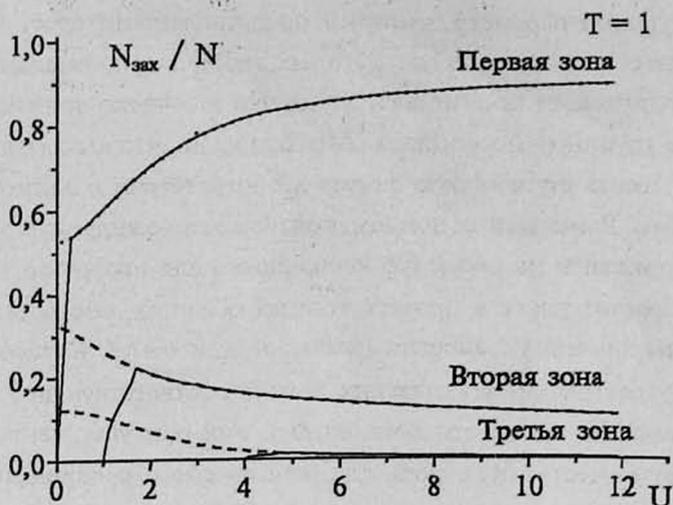


Рис.5. Число атомов в первых трех энергетических зонах в зависимости от глубины периодического потенциала.

ченных атомов монотонно растет для первой зоны и этот рост является существенным (примерно в два раза на рис.5). Отметим, что этот рост не связан с процессом конденсации, поскольку число конденсированных атомов, наоборот, уменьшается при углублении потенциала (см. рис.3, кривая *b*). Что касается населенности верхних энергетических зон, то все они при этом уменьшаются.

Заключение

Численные расчеты, проведенные на основе бипараболического приближения периодического потенциала поля встречных волн, показывают, что критическая температура конденсации T_c ниже, чем T_{c0} для свободного газа и монотонно уменьшается с углублением потенциала. Соответственно уменьшается и число конденсированных атомов. Это уменьшение существенно уже при глубинах, сопоставимых с энергией отдачи, и составляет 30% при $V \approx 5E_r$. Полное число атомов в первой зоне, наоборот, растет.

Настоящая работа выполнена в рамках темы 96-901, финансируемой Министерством образования и науки Армении и гранта ISTC A-215-99. Авторы выражают благодарность академику Д.М.Седракяну за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.H.Anderson, J.R.Enshner, M.R.Matthews, C.E.Wieman, and E.R.Cornell. Science, 269, 198 (1995); C.C.Bradley, C.A.Sackett, J.J.Tollett, and R.G.Hulet.

- Phys. Rev. Lett., 75, 1687 (1995); K.B.Davis, M.O.Mewes, M.R.Andrews, N.J. van Druten, D.S.Durfee, D.M.Kurn, and W.Ketterle. Phys. Rev. Lett., 75, 3969 (1995).
2. D.S.Jin, J.R.Ensher, M.R.Mattews, C.E.Wieman, and E.A.Cornell. Phys. Rev. Lett., 77, 420 (1996); M.O.Mewes, M.R.Andrews, N.J. van Druten, D.M.Kurn, D.S.Durfee, C.G.Townsend, and W.Ketterle. Phys. Rev. Lett., 77, 998 (1996); G.Baym and C.J.Pethick. Phys. Rev. Lett., 76, 6 (1996); Yu.Kagan, G.V.Shlyapnikov, and J.T.M.Walraven. Phys. Rev. Lett., 76, 2670 (1996); N.P.Proukakis and K.Burnett. J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol., 101, 457 (1996); M.Edwards, R.A.Ruprecht, K.Burnett, R.J.Dodd, and Ch.W.Clark. Phys. Rev. Lett., 77, 1671 (1996); S.M.Yoo, J.Roustekoski, and J.Javanainen. J. Mod. Phys., 44, 1763 (1997).
3. P.Verkerk, B.Lounis, C.Salomon, C.Cohen-Tannoudji, J.Courtois, and G.Grynberg. Phys. Rev. Lett., 68, 3864 (1992); T.Bergeman, Phys. Rev. A, 48, R3425 (1993); G.Birkel, J.A.Yeazell, R.Ruckerl and H.Walther. Europhysics Lett., 27, 197 (1994); G.Hillenbrand, K.Burnett, and C.J.Foot. Phys. Rev. A, 52, 4763 (1995); K.I.Petsas, J.-Y.Coutois, and G.Grynberg. Phys. Rev. A, 53, 2533 (1996); G.Raithel, G.Birkel, A.Kastberg, W.D.Phillips, and S.L.Rolston. Phys. Rev. Lett., 78, 630, 1997;
4. А.Ж.Мурадян. Физика твердого тела, 41, 1317 (1999).
5. А.Ж.Мурадян. Оптика и спектроскопия (в печати).
6. H.Bateman and A.Erdelyi. Higher Transcendental Functions. New York, London, 1963.
7. К.Хуанг, Статистическая механика. М., Мир, 1996. Р.Балеску, Равновесная статистическая механика. М., Мир, 1978.

ՊԱՐԱԲՈԼԻԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԵՐԿՊԱՐԱԲՈՒԼԱՅԻՆ ՍՈՂԵԼ ՀԱՆԴԻՊԱԿԱՆ
ԱՒԵՆԵՐԻ ԼԱՉԵՐԱՅԻՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ԻՂԵԱԼԱԿԱՆ ԳԱՉԻ
ԲՈՉԵ-ԷՆՏԵՆՅԱՆ ԿՈՆԴԵՆՍԱՑՄԱՆ ՀԱՍԱՐ

Ա.Ճ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Հ.Լ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Արտաքին պարբերական դաշտում մասնիկի (ատոմի) ստացվող քվանտանիս-
միկական վիճակների համար ներկայացված է երկպարարքային մոտարկում, որը հետա-
գայում կիրառված է կանգում ալիքի ռեզոնանսային դաշտում իդեալական գազի Բոզե-
Էյնշտեյնի կոնդենսացման պարամետրերը որոշելու համար: Ցույց է տրված, մասնավորա-
պես, որ կոնդենսացման կրիտիկական ջերմաստիճանը և կոնդենսացված ատոմների թիվը
նվազում են պարբերական պոտենցիալի խորացմանը զուգընթաց:

BIPARABOLIC MODEL OF PERIODIC FIELD FOR BOSE-EINSTEIN
CONDENSATION OF IDEAL GAS IN LASER FIELD
OF COUNTERPROPAGATING WAVES

A. ZH. MURADYAN, H. L. HAROUTYUNYAN

The phenomenon of the ideal gas Bose-Einstein condensation in the field of periodic
potential formed by counterpropagating laser waves is investigated. The bipolarabolic
approximation is used for calculations. By means of this method we calculate the total
number of trapped atoms in the potential, the number of atoms in each energy zone, the
number of condensed and noncondensed atoms. The key result is that the critical temperature
of condensation and the number of condensed atoms decrease slowly with the increasing
depth of the potential. All numerical calculations are made for the optical transition
 $3S_{1/2} - 3P_{3/2}$ of sodium atoms.

УДК 621.372

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ВОЛНОВОДЕ С МНОГОПЕРИОДИЧЕСКИ НЕСТАЦИОНАРНЫМ НЕОДНОРОДНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

Э.А. ГЕВОРКЯН

Московский государственный университет экономики,
статистики и информатики

(Поступила в редакцию 15 октября 1998 г.)

Рассмотрено распространение электромагнитных ТЕ волн в волноводе произвольного поперечного сечения с многопериодически нестационарным неоднородным диэлектрическим заполнением. Получены аналитические выражения для ТЕ поля ($H_z \neq 0$) в предположении малых индексов модуляции m_1 и m_2 заполнения. Найдена частота "сильного взаимодействия" сигнальной волны с волной модуляции заполнения.

Распространение электромагнитных волн в волноводе с многопериодически неоднородным диэлектрическим заполнением обсуждалось в работе [1]. В настоящей работе рассматривается распространение поперечно-электрических (ТЕ) электромагнитных волн в регулярном волноводе произвольного поперечного сечения с многопериодически нестационарным и неоднородным диэлектрическим заполнением. Исследование подобных сред имеет и теоретический, и экспериментальный интерес, так как они могут быть использованы в многочастотных лазерах с распределенной обратной связью, в фильтрах, в параметрических преобразователях низкой и высокой частоты, в частотных усилителях, в брэгговских резонаторах, а также в других областях электроники СВЧ [2].

Пусть ось волновода совпадает с осью oz некоторой прямоугольной системы координат и диэлектрическая проницаемость немагнитного заполнения волновода модулирована в пространстве и во времени по закону.

$$\varepsilon = \varepsilon_0 [1 + m_1 \cos k_1(z - ut) + m_2 \cos(z - ut)], \quad (1)$$

где m_1 и m_2 - индексы модуляции, k_1, k_2 и u - соответственно, волновые числа и скорость волн модуляции, ϵ_0 - диэлектрическая проницаемость заполнения в отсутствие модуляции.

Описывая электромагнитное ТЕ поле в подобном волноводе с помощью продольной компоненты $H_z(x, y, z, t)$ магнитного вектора, из уравнений Максвелла нетрудно получить следующее волновое уравнение для H_z :

$$\Delta_{\perp} H_z + \frac{\partial^2 H_z}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\epsilon \frac{\partial H_z}{\partial t} \right) = 0, \quad (2)$$

где ϵ меняется по закону (1), а $\Delta_{\perp} = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$. Введением новых переменных по формулам

$$\xi = z - ut, \quad \eta = \frac{z}{u} - \frac{u}{c^2 b} \int_0^{\xi} \frac{d\xi}{1 - \beta^2 \frac{\epsilon}{\epsilon_0}}, \quad (3)$$

где $\beta^2 = u^2 \epsilon_0 / c^2$, $b = 1 - \beta^2$, c - скорость света, уравнение (2) можно преобразовать к виду

$$\Delta_{\perp} H_z + \frac{\partial}{\partial \xi} \left[\left(1 - \beta^2 \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right) \frac{\partial H_z}{\partial \xi} \right] - \frac{\epsilon}{\left(1 - \beta^2 \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right) c^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \eta^2} = 0. \quad (4)$$

Решения последнего уравнения ищем в виде

$$H_z = \sum_{n=0}^{\infty} H_n(z, t) \Psi_n(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} e^{i\eta n} \cdot H_n(\xi) \cdot \Psi_n(x, y), \quad (5)$$

где $\Psi_n(x, y)$ и λ_n - собственные функции и собственные значения второй краевой задачи для поперечного сечения волновода и удовлетворяют уравнению

$$\Delta_{\perp} \Psi_n(x, y) + \lambda_n \Psi_n(x, y) = 0 \quad (6)$$

с граничным условием

$$\left. \frac{\partial \Psi_n}{\partial n} \right|_{\Sigma} = 0 \quad (n - \text{нормаль к границе } \Sigma). \quad (7)$$

Подставляя (5) и (4) и учитывая (6), после несложных алгебраических преобразований получим уравнение для $H_n(\xi)$:

$$\frac{d}{d\xi} \left[\left(1 - \beta^2 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right) \frac{dH_n(\xi)}{d\xi} \right] + \frac{\Delta_n^2}{1 - \beta^2 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}} H_n(\xi) = 0, \quad (8)$$

где

$$\Delta_n^2 = \frac{\gamma^2}{c^2} \varepsilon - \lambda_n^2 \left(1 - \beta^2 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right). \quad (9)$$

Введя в уравнение (8) новую переменную

$$s = \frac{mk_1 + pk_2}{2} \int_0^\xi \frac{d\xi}{1 - \beta^2 \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}}, \quad (10)$$

где $m, p = 1, 2, 3, \dots$, и предполагая $m_1 \ll 1, m_2 \ll 1, m_1 \sim m_2$ и $l_1 = (m_1 \beta^2 / b) \ll \ll 1, l_2 = (m_2 \beta^2 / b) \ll 1, l_1 \sim l_2$, можно (8) преобразовать к уравнению Матье-Хилла. В первом приближении по m_1, m_2, l_1, l_2 ($m_i \sim l_i, i = 1, 2$) оно имеет вид

$$\frac{d^2 H_n(s)}{ds^2} + \sum_{k=1}^{\infty} \theta_k^n e^{2iks} H_n(s) = 0, \quad (11)$$

где

$$\theta_0^n = \frac{4}{(mk_1 + pk_2)^2 b^2} \left(\frac{\gamma^2}{c^2} \varepsilon_0 - \lambda_n^2 b \right), \quad (12)$$

$$\theta_{\pm 1}^n = \frac{\gamma^2 + u^2 \lambda_n^2}{u^2 (mk_1 + pk_2)^2 b \pi} (\alpha_1 l_1 + \alpha_2 l_2), \quad (13)$$

$$\alpha_1 = \frac{2k_1 \sin \frac{2\pi k_1}{mk_1 + pk_2}}{k_1^2 - 1} \frac{1}{(mk_1 + pk_2)^2}, \quad (14)$$

$$\alpha_2 = \frac{2k_2 \sin \frac{2\pi k_2}{mk_1 + pk_2}}{k_2^2 - 1} \frac{1}{(mk_1 + pk_2)^2}. \quad (15)$$

Решая уравнение (11) методом, развитым в [1,3-5], для продольной компоненты ТЕ поля в волноводе получим выражение

$$H_z(x, y, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} \Psi_n(x, y) \cdot e^{i(p_0^n z - \omega_0^n t)} \sum_{k=-1}^1 c_k^n \cdot e^{ik(mk_1 + pk_2)(x-ut)}, \quad (16)$$

где

$$c_{\pm 1}^n = \frac{\theta_1^n \cdot c_0^n}{(\mu_n \pm 2)^2 - \theta_0^n}, \quad (17)$$

$$p_0^n = \frac{\gamma}{u} - \frac{\gamma}{ub} + \frac{mk_1 + pk_2}{2} \mu_n, \quad (18)$$

$$\omega_0^n = \frac{mk_1 + pk_2}{2} \mu_n - \frac{\gamma}{u}, \quad (19)$$

c_0^n определяется из условия нормировки, а характеристические числа определяются из дисперсионного уравнения

$$\mu_n^2 \approx \theta_0^n + \frac{(\theta_1^n)^2}{(\mu_n - 2)^2 - \theta_0^n} + \frac{(\theta_1^n)^2}{(\mu_n + 2)^2 - \theta_0^n}. \quad (20)$$

Заметим, что поперечные компоненты ТЕ поля в этом случае выражаются формулами

$$H_r = \sum_{n=0}^{\infty} \lambda_n^{-2} \frac{\partial H_n(z, t)}{\partial z} \nabla \Psi_n(x, y), \quad (21)$$

$$E_r = \sum_{n=0}^{\infty} \lambda_n^{-2} \frac{\partial H_n(z, t)}{\partial t} [z_0 \nabla \Psi_n(x, y)], \quad (22)$$

где z_0 – единичный вектор оси oz .

Как известно (см. [4]), при условии $\theta_0^n \approx 1$ дисперсионное уравнение (20) имеет комплексное решение и вокруг некоторой частоты имеет место сильное взаимодействие между сигнальной волной и волной модуляции заполнения волновода. В этом случае оказывается $|c_{-1}^n| \approx |c_0^n|$, а $|c_1^n| \sim l_1, l_2$. Частоту сильного взаимодействия можно найти из условия $\theta_0^n \approx 1$ с учетом (12), (18) и (19). Вычисления приводят к выражению

$$\omega_0 = \frac{u(mk_1 + pk_2)}{2\beta} \cdot (\eta_n + \beta), \quad (23)$$

где



$$\eta_n = \sqrt{1 + \frac{4\lambda_n^2}{(mk_1 + pk_2)^2 b}} \quad (24)$$

Если в (23) перейти к пределу при $u \rightarrow 0$, то получим формулу для частоты сильного взаимодействия в случае многопериодически неоднородного заполнения волновода, совпадающую с уже известной формулой (9) работы [1].

В заключение отметим, что аналогично можно рассмотреть распространение ТМ волн ($E_z \neq 0$) в подобном волноводе, основываясь на результатах работы [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Е.А.Геворкян. *Physica A*, 241, 236 (1997).
2. С.Еlachi. *Proc. IEEE*, 64, 1966 (1976).
3. К.А.Барсуков, Э.А.Геворкян, Н.А.Звонников. *Радиотехника и электроника*, 20, 908 (1975).
4. К.А.Барсуков, Э.А.Геворкян. *Радиотехника и электроника*, 28, 237 (1983).
5. К.А.Barsukov, Е.А.Gevorkyan. *Proceedings of the International Symposium on Electromagnetic Theory. St.-Petersburg, 1995*, p.36.

ԷԼԵԿՏՐԱՍՏԱՏԻՍՏԱԿԱՆ ԱԼԻԶՆԵՐԻ ՏԱՐԱԾՈՒՄԸ ՏԱՐԱԾՈՒԹՅԱՆ ՄԵՋ ԵՎ ԺԱՄԱՆԱԿԻՑ ԲԱԶՍԱՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ՕՐԵՆՔՈՎ ՓՈՓՈԽՎՈՂ ՀԱՏՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ ՈՒՆԵՑՈՂ ՄԻՋՎԱՅՐՈՎ ԼՅՎԱԾ ԱԼԻԲԱՏԱՐՈՒՄ

Է.Ա. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Աշխատանքում դիտարկված է էլեկտրամագնիսական TE ալիքների տարածումը կամայական լայնակի կտրվածք ունեցող ալիքատարում, որի ապլիեկտրոնհաղորդ լցվածքի հատկությունները փոփոխվում են տարածության մեջ և ժամանակից բազմապարբերական օրենքով: Ալիքատարում լցված միջավայրի փոփոխության m_1 և m_2 խորությունների փոքրության ենթադրությամբ ստացված են վերլուծական արտահայտություններ TE դաշտի համար: Գտնված է ազդանշանային ալիքի և ալիքատարում լցված միջավայրի հատկությունները փոփոխվող ալիքի միջև փոխազդեցության հաճախականությունը «ուժեղ ալիքային»:

PROPAGATION OF ELECTROMAGNETIC WAVES IN A WAVEGUIDE WITH A MULTIPERIODICALLY NONUNIFORM AND NONSTATIONARY FILLING

E.A. GEVORKYAN

Propagation of electromagnetic TE waves in a waveguide of arbitrary cross-section with a multiperiodically nonuniform and nonstationary filling is considered. Analytic expressions for TE field are obtained under the assumption of small modulation indices m_1 and m_2 of the filling. The frequency of the "strong interaction" between the signal wave and modulation wave is found.

УДК 541.64

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ СМЕЩЕНИЯ МОЛЕКУЛ ПОЛИМЕРОВ

В.П. ПЕТРОСЯН, В.Ф. МОРОЗОВ, Е.Ш. МАМАСАХЛИСОВ,
С.С. ФЕЛЕКЯН, В.И. ВАРДАНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 19 декабря 1998 г.)

Проведено изучение частотного изменения диэлектрических параметров полярных макромолекул для области сверхвысоких частот по данным, полученным по механизму релаксационной поляризации полимера. Использована модель электрического резонатора. Оценены закономерности частотного изменения диэлектрических параметров поляризации смещения молекул, возникающей под действием поля.

Кинетические элементы полимеров при переходных процессах обычно представляются в виде диполей, которые находятся в потенциальных ямах и совершают поворотно-колебательные движения относительно равновесных положений. В области сверхвысоких частот ориентационная поляризация диполей выключается. Сохраняется лишь поляризация, связанная с малыми смещениями осей, проходящих через равновесные положения молекул. Такая поляризация относится к поляризации смещения. Она мало изучена, что связано со сложностями эксперимента на сверхвысоких частотах. Определенную информацию о поляризации смещения можно получить по опытным данным, полученным при относительно низких частотах и относящимся к ориентационной поляризации молекул образца.

Определение параметров процесса поляризации смещения при помощи величин, описывающих закономерности частотно-температурного изменения ориентационной поляризации образца, входит в задачу настоящей работы.

1. Модель поляризации смещения молекул полимеров

Равновесное положение диполя, обладающего моментом μ , поддерживается действием напряженности F некоторых внутренних

сил. Включение поля E смещает направление оси диполя на малый угол θ_1 . Момент диполя μ образует с направлением действия поля угол θ .

Новое равновесное положение достигается при равенстве вращательного момента напряженности F моменту поля E , т.е. при выполнении условия [1] $\mu F \sin \theta_1 = \mu E \sin(\theta - \theta_1)$. При малых углах θ_1 , когда $\theta_1 \ll \theta$, можно принять условие $\sin \theta_1 \cong \frac{E}{F} \sin \theta$. В результате возникает поляризация, относящаяся к поляризации смещения молекулы образца. Величина дипольного момента этой поляризации определяется из условия $\Delta\mu = \mu[\cos(\theta - \theta_1) - \cos \theta]$.

Простые преобразования полученных соотношений позволяют оценить среднюю величину этого момента: $\langle \Delta\mu \rangle = \frac{2}{3W} \mu^2 E = \alpha_{\text{см}} E$, где

$$W = \mu F, \quad \alpha_{\text{см}} = \frac{2}{3W} \mu^2.$$

Усреднение тригонометрических функций производится по углам θ , при их произвольном распределении. Последняя величина является поляризуемостью отдельной молекулы, где W — энергия связи частицы с равновесным положением. Величина поляризуемости $\alpha_{\text{см}}$ оказывается тем меньше, чем больше W .

Вектор поляризации смещения $P_{\text{см}}$ образца может быть найден из условия $P_{\text{см}} = n \alpha_{\text{см}} E$, где n является объемной плотностью числа диполей образца. Если учесть, что поляризация смещения отсутствует в области оптических частот, когда диэлектрическая проницаемость оказывается равной квадрату показателя преломления света n_v , то вектор $P_{\text{см}}$ можно определить по законам электродинамики:

$$P_{\text{см}} = \frac{\epsilon_{\infty} - n_v^2}{4\pi} E.$$

Здесь ϵ_{∞} есть диэлектрическая проницаемость образца в области сверхвысоких частот.

Из приведенных условий можно получить формулу

$$\epsilon_{\infty} = n_v^2 + 4\pi n \alpha_{\text{см}}. \quad (1)$$

Входящие в эту формулу величины ϵ_{∞} , n_v и n могут быть измерены. Так, величина ϵ_{∞} находится при помощи дуговых диаграмм диэлектрических параметров релаксационной поляризации [2,3], слабо

зависит от вида вещества и принимает значения в интервале от 2,8 до 3,2 [4]. Значение n , для большинства полимерных материалов близко к 1,5. Плотность полимерных материалов ~ 1 г/см³.

2. Результаты экспериментальных исследований некоторых видов каучуков

Отметим, что собственная частота колебания диполя ω_0 связана с его энергией W условием

$$W = \frac{I\omega_0^2}{2} = 2\pi^2 I f_0^2.$$

где I является моментом инерции диполя. Частота ω_0 может быть найдена при помощи частоты f_e , которая связана с f_0 формулой Аррениуса:

$$f_e = f_0 \exp\left(-\frac{U}{kT}\right), \quad (2)$$

где U — энергия активации диполей. Из этой формулы следует, что

$$\ln f_e = \ln f_0 - \frac{U}{kT},$$

т.е. должна существовать линейная зависимость $\ln f_e$ от $1/T$ при постоянных f_0 и U . Это наблюдается в том случае, когда вклад в величину фактора диэлектрических потерь дают диполи, участвующие только в одном механизме молекулярного движения. Такое явление возникает в области низких температур, когда температура образца ниже температуры стеклования, а молекулы участвуют лишь в β -форме их движения.

Для определения частоты f_0 были измерены диэлектрические параметры полифторопрена [5]. На рис.1 приведены кривые частотного изменения этих параметров. По ним видно, что в веществе возникает релаксационная поляризация. На кривых наблюдается один максимум при частоте f_e , смещающийся в область высоких частот при нагревании образца.

Температурный интервал исследования свойств полифторопрена относится к области высоких температур, когда $T \geq T_g$, где T_g является температурой стеклования образца. Для полифторопрена она равна -35°C . Измерения температурных изменений этих параметров при раз-

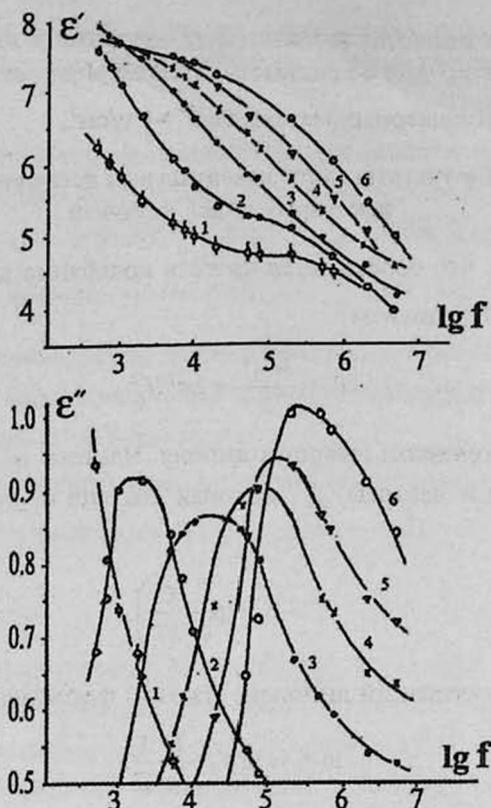


Рис.1. Кривые зависимости диэлектрических параметров полидифторопропена от частоты при различных температурах образца: 1) -32°C ; 2) -28°C ; 3) -24°C ; 4) -20°C ; 5) -16°C ; 6) -12°C .

личных частотах внешнего поля выявили максимумы, лежащие при низких температурах. Эти данные приведены на рис.2. Максимумы кривых смещаются в область высоких температур при повышении частоты поля. Если по данным этих рисунков построить зависимости $\lg f_m$ от $1/T$, то можно получить кривые, показанные на рис.3, относящиеся к механизмам β - и α -поляризации образца. Прямая на этом рисунке построена с помощью аппроксимации прямой, получаемой при низких температурах образца.

Как видно из рис.3, α -поляризации образца соответствует криволинейный ход. Это связано с тем, что она получена по кривым рис.1, когда в образце происходит наложение двух процессов поляризации. Величина энергии активации молекул U_α этого механизма поляризации оказывается функцией температуры. Она растет с охлаждением образца и достигает больших значений [6].

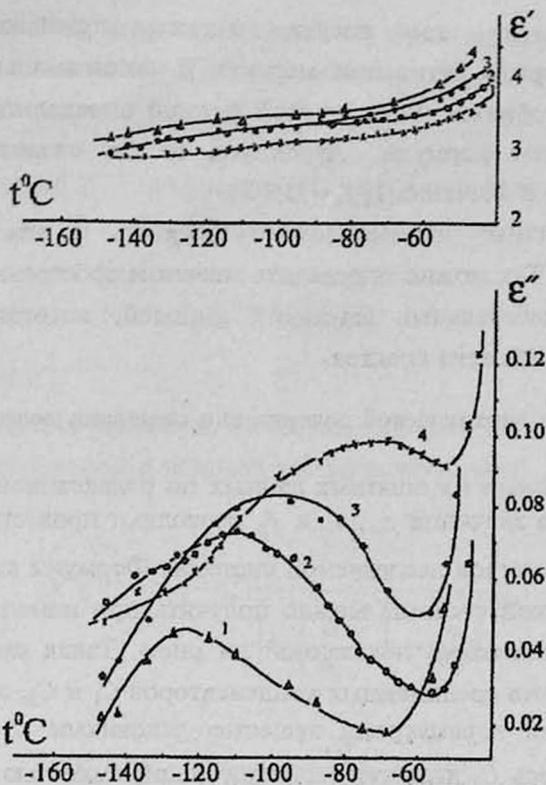


Рис.2. Кривые зависимости диэлектрических параметров полифторопрена от температуры при различных частотах поля: 1) 20; 2) $2 \cdot 10^2$; 3) $2 \cdot 10^3$; 4) $2 \cdot 10^4$ Гц.

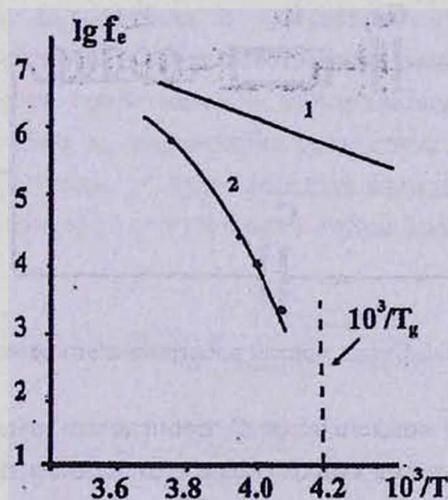


Рис.3. Кривые зависимости частоты максимума диэлектрических потерь от $1/T$ для механизмов β (кривая 1) и α (кривая 2) поляризаций полифторопрена.

Прямая на этом рисунке является признаком отсутствия изменения энергии активации молекул β -механизма поляризации от температуры образца. Если из этой прямой определить величину U_a с применением формулы Аррениуса, то она оказывается равной 35,7 кДж/моль, а значение $\lg f_s = 13,8$.

Аналогичные данные можно получить и для других видов каучуков [4,5]. Так можно определить значение собственной частоты f_0 поворотно-колебательных движений диполей, которая находится в инфракрасной области спектра.

3. Параметры динамической поляризации смещения молекул полимеров

Полученные из опытных данных по релаксационной поляризации полимеров значения ϵ_∞ , n_v и f_0 позволяют провести оценку динамических параметров исследуемой системы. Формулы диэлектрических параметров такой системы можно получить при помощи схемы электрического резонатора, показанной на рис.4. Такая схема состоит из двух параллельно соединенных конденсаторов C_1 и C_2 , связанных с диэлектрическими параметрами вещества условиями $C_1 = (\epsilon_\infty - n_v^2)C_0$ и $C_2 = n_v^2 C_0$. Здесь C_0 является геометрической емкостью образца. Зарядка конденсатора C_1 происходит через сопротивление R и катушку индуктивности L , поэтому оно носит запаздывающий характер. Его зарядка описывает поляризацию смещения [7].

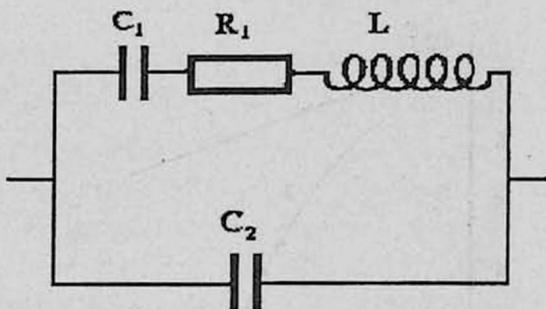


Рис.4. Схема модели электрического резонатора.

Зарядка конденсатора C_2 происходит мгновенно, и изменение его заряда происходит синхронно с изменением поля. Оно описывает быстро устанавливающиеся процессы, связанные с колебательными движениями легких частиц.

Пользуясь связью обобщенных сопротивления R^* и емкости C^*

схемы $R^* = 1/i\omega C^*$ и выражая емкость C^* через комплексную диэлектрическую проницаемость ε^* ($\varepsilon^* = \varepsilon' - i\varepsilon''$)

$$C^* = \varepsilon^* C_0 = C' - iC'',$$

где действительная (C') и мнимая (C'') части определяются соотношениями $C' = \varepsilon' C_0$ и $C'' = \varepsilon'' C_0$, получим:

$$\varepsilon^* = n_v^2 + \frac{\varepsilon_\infty - n_v^2}{1 + i\omega\tau^*}, \quad (3)$$

где $\tau^* = (R_1 + i\omega L)C_1$.

Подставляя в равенство (3) выражение для τ^* и произведя разделение действительной и мнимой частей величины ε^* , получим:

$$\varepsilon' = n_v^2 + (\varepsilon_\infty - n_v^2) \frac{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}{\left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right]^2 + \omega^2 \tau_\infty^2}, \quad (4)$$

$$\varepsilon'' = (\varepsilon_\infty - n_v^2) \frac{\omega\tau_\infty}{\left[1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\right]^2 + \omega^2 \tau_\infty^2}. \quad (5)$$

Здесь $\tau_\infty = R_1 C_1$, а ω_0 связана с элементами схемы равенством $\omega^2 = 1/LC_1$ и соответствует частоте собственных колебаний элементов системы. Если выбрать сопротивление R_1 удовлетворяющим условию $R_1 = \sqrt{L/C_1}$, то величина τ_∞ определится равенством $\tau_\infty = 1/\omega_0$, а фактор диэлектрических потерь ε'' будет обладать максимумом при частоте, близкой к ω_0 . Формулы (4) и (5) в этом случае можно представить в виде

$$\varepsilon' = n_v^2 + (\varepsilon_\infty - n_v^2) \frac{1 - \exp(2x)}{[1 - \exp(2x)]^2 + \exp(2x)}, \quad (6)$$

$$\varepsilon'' = (\varepsilon_\infty - n_v^2) \frac{\exp(x)}{[1 - \exp(2x)]^2 + \exp(2x)}, \quad (7)$$

где $x = \ln \frac{\omega}{\omega_0} = \ln \frac{f}{f_0}$.

Для определения частотного хода диэлектрических параметров,

выражаемых формулами (6) и (7), для полимеров обычно принимают $\epsilon_{\infty} = 3$, а $n_v^2 = 2,25$.

На рис.5 показаны кривые частотного изменения диэлектрических параметров поляризации смещения. На кривой зависимости фактора диэлектрических потерь ϵ'' от параметра x наблюдается максимум при частоте, близкой к $x = 0$, когда $\omega = \omega_0$. Кривая частотного изменения величины ϵ' включает область аномальной дисперсии при частотах, превосходящих частоту собственных колебаний элементов системы. Ее возникновение обусловлено отставанием деполяризации вещества при изменении поля.

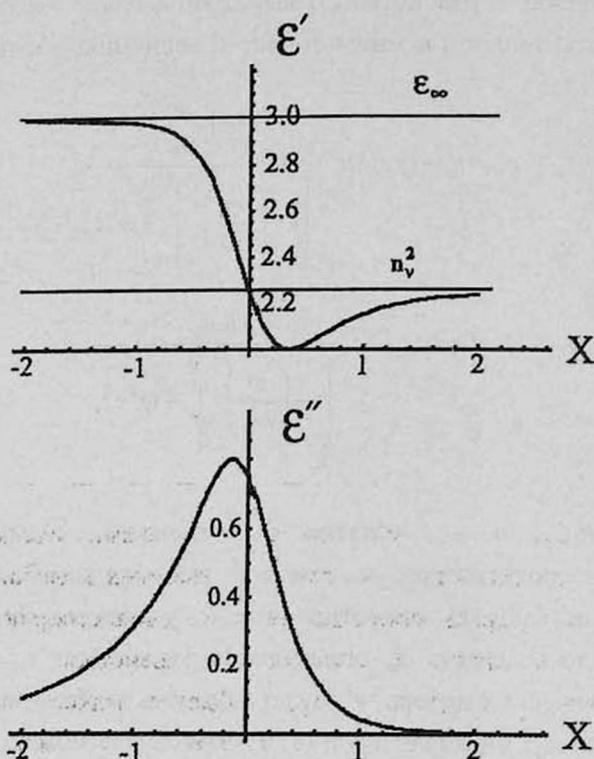


Рис.5. Кривые частотного изменения диэлектрических параметров поляризации смещения полимера.

Таким образом, в инфракрасной области спектра существует процесс, связанный с поворотно-колебательными движениями диполей системы. Определенную информацию о нем можно получить по данным релаксационной поляризации и из соотношений, описывающих динамические свойства исследуемого вещества в области сверхвысоких частот.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.И.Скянави. Физика диэлектриков. М.-Л., ГИТТЛ, 1949.
2. G.Williams. Trans. Farad. Soc., 59, 1397 (1963).
3. В.П.Петросян. Высокмолек. соед., А., 11, 1091 (1969).
4. В.П.Петросян, Ш.Т.Егурджян. Высокмолек. соед., А., 9, 64 (1967).
5. В.П.Петросян, Ш.Т.Егурджян. Высокмолек. соед., А., 9, 2464 (1967).
6. R.V.Chamberlin. Phys. Re., B48, 15638 (1993).
7. V.P.Petrosyan, N.E.Matevossyan, V.F.Morozov, S.G.Haroutiunian. J. Polym. Sci., B, 36, 2665 (1998).

ՊՈԼԻՍԵՐՆԵՐԻ ՍՈԼԵԿՈՒԼՆԵՐԻ ՇԵՂԱՆ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Վ.Պ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Վ.Ֆ. ՄՈՐՈԶՈՎ, Ե.Շ. ՄԱՄԱՍԱԿԼԻՍՈՎ,
Ս.Ս. ՖԵԼԵԿՅԱՆ, Վ.Ի. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Ուելակաացիոն մեխանիզմով նյութի քննացման տվյալներով, գերբարձր հաճախությոնների տիրույթում, կատարվել է քննային պոլիմերների դիէլեկտրական պարամետրերի հաճախական փոփոխության ուսումնասիրություն: Օգտագործվել է էլեկտրական ռեզոնատորի մոդելը: Գնահատվել են շեղման քննացման հետևանքով դիէլեկտրական պարամետրերի հաճախական փոփոխության օրինաչափությունները, դաշտի ազդեցության տակ:

DETERMINATION OF DISPLACEMENT POLARIZATION PARAMETERS OF POLYMERS MOLECULES

V.P. PETROSYAN, V.F. MOROZOV, E.Sh. MAMASAKHLISOV,
S.S. FELEKYAN, V.I. VARDANYAN

The investigation of frequency-response changes in dielectric parameters of polar polymers is carried out. The model of electric resonator is used. The behavior of frequency-response changes in dielectric parameters of displacement polarization of molecules occurred under the field influence, is evaluated.

УДК 548.733

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА БРЭГГ- ЛАУЭВСКУЮ ДИФРАКЦИЮ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

Л.Г. ГАСПАРЯН, В.П. МКРТЧЯН, А.Г. ГРИГОРЯН,
М.К. БАЛЯН, С.А. ВАЛАСАНИЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 3 февраля 1999 г.)

Экспериментально исследована брэгг-лауэвская дифракция рентгеновских лучей в конечных кристаллах при наличии внешних воздействий (ультразвук, температурный градиент). Установлено, что внешние воздействия ухудшают качество кристалла, что приводит к уширению кривых качания и к резкому уменьшению интенсивности в центре угловой области полного отражения.

Динамическая теория дифракции рентгеновских лучей показывает, что вблизи полного отражения на совершенном кристалле часть энергии проникает внутрь кристалла и распространяется по вполне определенной траектории, являющейся функцией угла падения [1,2]. В работе [3] экспериментально доказано существование этого явления. Найдены выражения [4,5] для интенсивностей пучков, выходящих из торцевой поверхности кристалла для поглощающего и непоглощающего кристаллов, соответственно. В работе [6] исследованы кривые качания пучков, выходящих из торцевой поверхности кристалла. Показано, что максимумы этих кривых смещены относительно максимума кривой качания брэгговского отражения на 2-2,5 угловые секунды. В [7] рассмотрено явление дифракции в конечных кристаллах для симметричной и асимметричной геометрии дифракции, а в работах [8-10] исследовано влияние ультразвука на дифракцию и модуляцию рентгеновских волн.

В настоящей работе исследовано влияние внешнего воздействия (ультразвук, температурный градиент) на поток энергии, дифрагированной по Брэггу. Исследования подобного рода важны, поскольку аномально проходящий пучок в случае Брэгга можно использовать для исследования межатомных решеточных дефектов, для измерения решеточных параметров таких кристаллов, которые подвергнуты ионной

имплантации или поверхность которых имеет разные решеточные параметры. В этом случае решеточные параметры поверхности, подвергнутой внешним воздействиям, можно определить, измеряя смещение между максимумами отражения пучков, дифрагированных от поверхности кристалла и от торцевой части.

В связи с тем, что полупроводниковые приборы часто работают в условиях внешних воздействий, представляет интерес исследование влияния ультразвуковых колебаний и температурного градиента на брэгг-лауэвское (БЛ) отражение рентгеновских лучей, т.е. исследование пучков, выходящих из торцевой поверхности монокристалла в зависимости от внешних воздействий.

Для исследования влияния ультразвука на поток энергии волн, дифрагированных по Брэггу и Лауэ, был изготовлен составной осциллятор, который представляет собой стержень, состоящий из трех частей: пьезокварца, исследуемого образца и промежуточного склеивающего слоя (рис.1).

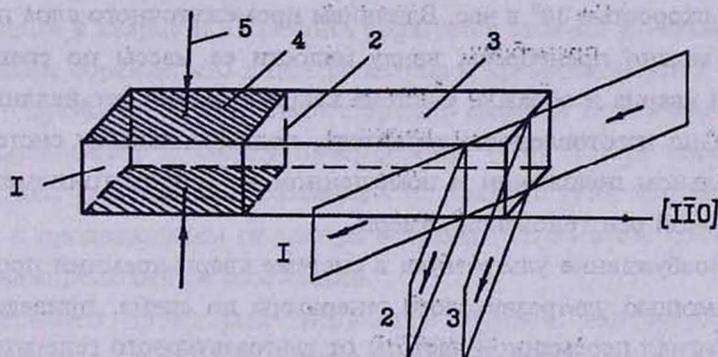


Рис.1. Двойной резонансный осциллятор: 1 – пьезокварц, 2 – клей, 3 – кремниевый образец, 4 – серебряные электроды, 5 – кварцдержатель.

Пьезокварц среза $XU + 18^{\circ}31'$ вырезался в форме бруска с размерами $L \times d \times H$ ($L = 23$ мм, $d = 10,4$ мм, $H = 9,4$ мм). На поверхности, перпендикулярной оси OX , с помощью напыления были нанесены серебряные контакты. Система кварц-образец закреплялась в геометрических центрах посеребренных поверхностей кварца с помощью держателя, который служил также и для подачи на кварц переменного электрического напряжения. Частота собственного колебания пьезокварца вычисляется по формуле

$$f_0 = \frac{V_{\text{дм}}}{2L},$$

где $V_{L[hkl]}$ – скорость распространения продольных механических волн в кристалле по направлению $[hkl]$.

Исследуемые образцы изготавливались из монокристалла кремния и имели такую же ширину и высоту, что и кварц, а длина выбиралась таким образом, чтобы собственная частота образца совпадала с собственной частотой пьезокварца, т.е. выполнялось следующее соотношение:

$$f_{0(Si)} = f_{0(Kw)} \Rightarrow L_{Si} = \frac{V_{L(Si)}}{2f_{0(Kw)}}$$

При таком выборе длины образца система кварц-кремний колеблется с собственной частотой $f_0 = 128,5$ кГц.

Акустический контакт между кварцом и образцом создавался при помощи тонкого промежуточного слоя клея. Склеенные кварц и образец помещались в печь и выдерживались при температуре 120° С в течение 3 – 4 часов для полимеризации клея, затем медленно охлаждались со скоростью 10° в час. Влиянием промежуточного слоя при измерениях можно пренебречь, ввиду малости ее массы по сравнению с массами кварца и образца. Система кварц-кремний устанавливалась на специально изготовленном держателе, поддерживавшем систему в горизонтальном положении и помещенном на втором гониометре двухкристалльной рентгеновской камеры.

Возбуждение ультразвука в системе кварц-кремний производится с помощью ультразвукового генератора по схеме, приведенной на рис.2. Сигнал переменной частоты от ультразвукового генератора 1 подается на обкладки пьезокварца К и с помощью осциллографа 4 регистрируется резонансное состояние системы. Напряжение на выходе генератора контролируется вольтметром 2, а частота сигнала, подаваемая на кварц от генератора, измеряется частотомером 3.

При приложении внешнего электрического поля в кварце, а следовательно, и в образце возникают продольные вынужденные механические колебания. В теории метода принимается, что торцевая поверхность кварца движется подобно поршню, совершающему возвратно-поступательное движение. Это предположение точнее соответствует истинному распределению смещений по торцевой поверхности, если кварц срезан под углом $18^\circ 31'$ к оси ОУ, при сохранении ориентации относительно оси ОХ [7]. В наших экспериментах, как было сказано выше, кристалл пьезокварца соответствует этой геометрии.

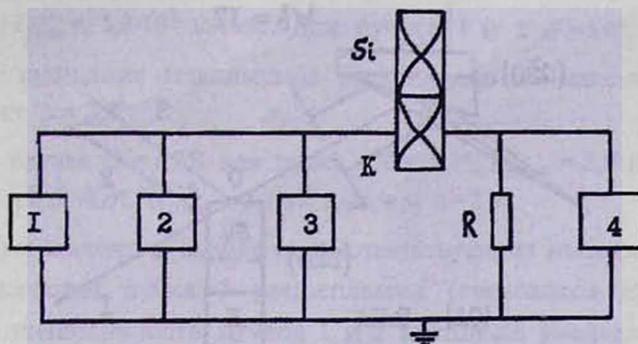


Рис.2. Блок-схема экспериментальной установки для регистрации резонансного состояния осциллятора и измерений параметров резонанса. 1 – звуковой генератор, 2 – вольтметр, 3 – частотомер, 4 – осциллограф.

Для резонансного возбуждения продольных колебаний в осцилляторе необходимо, чтобы по длине образца укладывалось целое число полуволн. Кристалл пьезокварца работает на первой гармонике, т.е. на всей длине кварца устанавливается лишь одна полуволна ($\lambda/2$). Во время резонанса в кварце и в кремнии образуется стоячая ультразвуковая волна таким образом, что в центре кварца и кремния имеется узел, а по краям – пучности. Кремниевый стержень вырезан таким образом, что он прикрепляется к кварцу поверхностью (110). Таким образом, межплоскостные расстояния отражающих плоскостей (110) постепенно изменяются с продвижением от центра к краям, т.е. имеется градиент изменения межплоскостных расстояний.

Эксперимент проводился следующим образом: лентообразный пучок рентгеновских лучей после прохождения системы щелей падал на асимметричный монохроматор, после чего узкий параллельный пучок плоских волн падал на торцевую поверхность кремниевого стержня (рис.3).

После дифракции в кристалле дифрагированные пучки падали на детектор, интенсивность пучков регистрировалась интенсивметром и самописцем. Снимались кривые качания дифрагированных пучков. Вследствие близости пучков 2 и 3, одновременная регистрация этих пучков в условиях эксперимента невозможна. Поэтому сначала регистрировались кривые качания пучков 1 и 3, а потом – пучков 1 и 2, и после этого они сравнивались друг с другом. Вначале снимались кривые качания пучков 1, 2 и 3 без возбуждения ультразвуковых волн и в системе кварц-кремний.

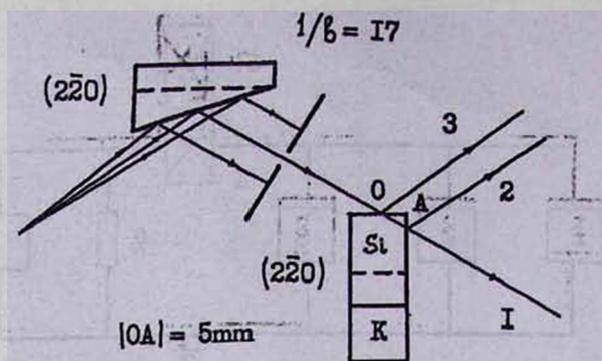


Рис. 3. Схема эксперимента.

Экспериментально было установлено, что максимумы кривых качания пучков 1 и 2 смещены на 2,5 угловые секунды относительно максимума кривой качания пучка 3. Затем включался ультразвуковой генератор, и система приводилась в резонансное состояние. Далее снимались кривые качания этих пучков при разных значениях амплитуды подаваемого сигнала. Кривая качания пучка 3 при $U = 15\text{В}$ приведена на рис.4.

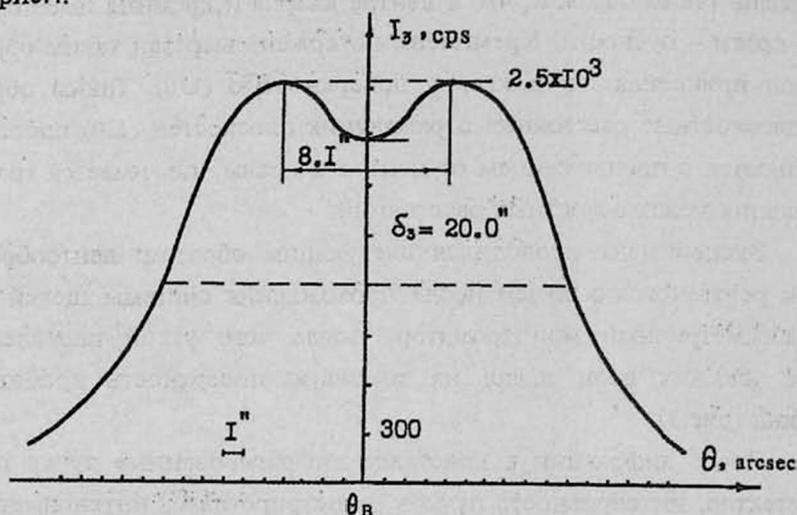


Рис.4. Кривая качания пучка 3 при $U = 15\text{В}$.

В резонансном состоянии с увеличением амплитуды ультразвука интенсивности пучков 1, 2 и 3 уменьшаются, полуширина кривых качания увеличивается, а смещение между максимумами кривых качания брегговского и лауэвских компонентов не изменяется. Например, при амплитуде ультразвука $U = 7\text{В}$ для пучка 3 полуширина кривой качания

$\delta = 5,6''$, $I_{3\max} = 5,8 \cdot 10^3$ имп/с. Для пучков 1 и 2 $\delta = 5,0''$, $I_{1,2\max} = 5,2 \cdot 10^2$ имп/с и смещение максимумов этих пучков от максимума пучка 3 составляет $\Delta = 2,5''$.

В случае $U = 12\text{В}$ для пучка 3 $\delta = 8,1''$, $I_{3\max} = 2,9 \cdot 10^9$ имп/с. Для пучков 1 и 2 $\delta = 8,0''$, $I_{1,2\max} = 3,4 \cdot 10^2$ имп/с и $\Delta = 2,5''$.

При значениях амплитуд, соответствующих напряжению $U \geq 15\text{В}$, кривая качания пучка 3 расщепляется (становится дублетом) (см. рис.4), а интенсивности пучков 1 и 2 настолько уменьшаются, что их регистрация становится невозможной.

Поскольку кривые качания пучков 3 и 2 частично перекрывают друг друга, то при увеличении фактора асимметрии b значение p (параметр отклонения от угла Брэгга) увеличивается, т.е. увеличивается угловое смещение между максимумами пучков 2 и 3 (что обнаружено экспериментально) и точка p удаляется от области полного отражения. В результате этого удаления интенсивность пучка 3 падает и значительная часть интенсивности падающего пучка проникает в кристалл, увеличивая интенсивность пучков 1 и 2.

Как уже указывалось, в резонансном состоянии в системе кварц-кремний образуется стоячая ультразвуковая волна, которая создает в кремнии градиент изменения межплоскостного расстояния отражающих плоскостей ($1\bar{1}0$). Такого же результата можно ожидать и при приложении к образцу температурного градиента. Таким образом, возникает необходимость исследования влияния температурного градиента на БЛ отражение рентгеновских лучей. Опыты проводились следующим образом. Образец, который был вырезан из бездислокационного кристалла кремния, имел вид пластинки, большая поверхность которой ($1\bar{1}0$). Этот образец большой стороной прикреплялся к особо изготовленному металлическому резервуару, через который подавалась вода для охлаждения прикрепленной стороны. Образец с подставкой устанавливался на второй головке двухкристальной камеры. Температурный градиент создавался за счет того, что один конец образца охлаждался проточной водой, а другой конец нагревался с помощью нагревателя (см. рис.5а). Таким образом, на краях образца поддерживалась постоянная разность температур. Температура измерялась с помощью медь-константановой термопары. Один конец термопары постоянно держался при температуре 0°C , а другой конец поочередно прижимался к краям образца. С помощью потенциометра регистрировалось напря-

жение, а с помощью градуированной шкалы определялась температура блока образца.

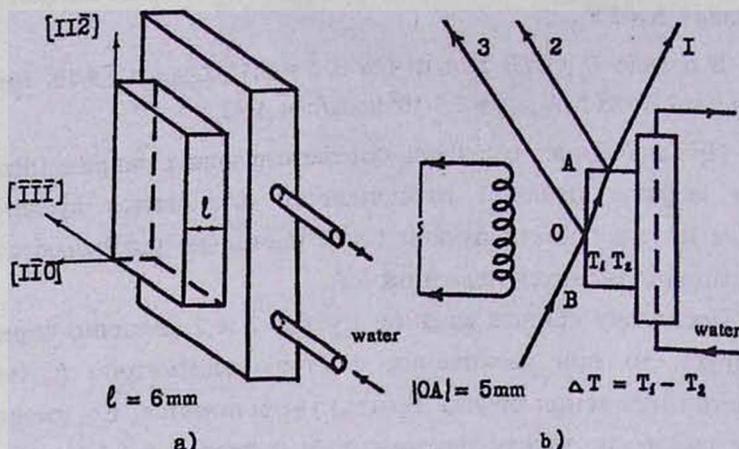


Рис.5. а) Образец с подставкой, б) схема эксперимента.

После отражения от асимметричного монохроматора лентообразный пучок рентгеновских лучей падал на поверхность образца АВ и после дифракции в образце снимались кривые качания пучков 1, 2 и 3 (рис.5б). Измерения проводились при разных значениях температурного градиента, результаты для которых приведены в таблице 1 и на рис.6.

С увеличением температурного градиента максимальные значения кривых качания пучков 1, 2 и 3 уменьшаются, полуширина кривых качания увеличивается, а угловое смещение между брэгговским и лауэвскими отражениями уменьшается. Например, при отсутствии градиента ($\Delta T = 0$ К) смещение указанных пучков составляло $2,5''$. При $\Delta T = 9$ К смещение было равно $1''$, а при $\Delta T = 29$ К $0,5''$. При дальнейшем увеличении температурного градиента (например, при $\Delta T = 49$ К) происходит расщепление кривой качания пучка 3, т.е. появление дублета на этой кривой (см. рис.6).

При этом происходило совпадение максимума кривой качания пучка 1 с минимумом кривой качания пучка 3. Отметим также, что кривая качания 3 симметрична относительно точки минимума в области расщепления, а расстояние между максимумами увеличивается с увеличением ΔT . Таким образом, при больших значениях температурного градиента угловое смещение между брэгговским и лауэвскими отражениями исчезает.

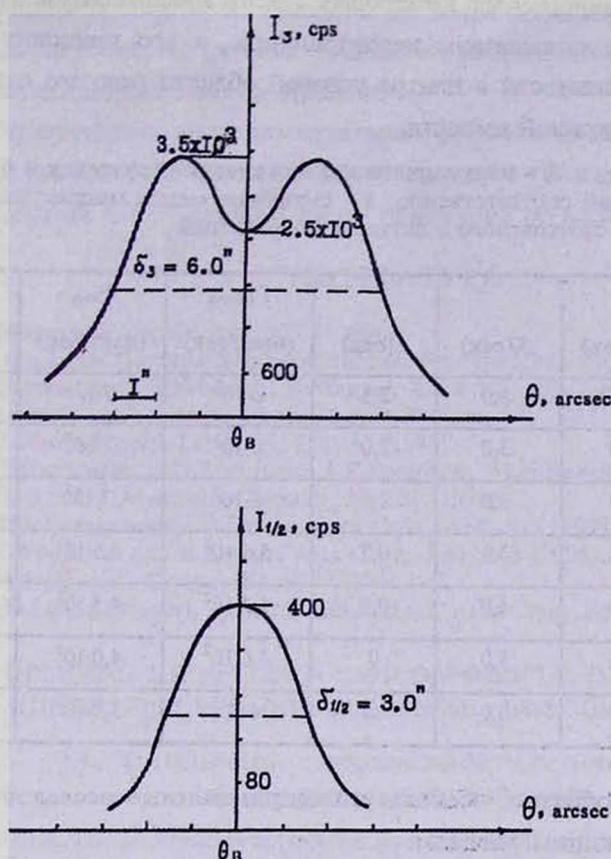


Рис.6. Кривые качания пучков 1, 2 и 3 при $\Delta T = 49\text{K}$.

При этом происходило совпадение максимума кривой качания пучка 1 с минимумом кривой качания пучка 3. Отметим также, что кривая качания 3 симметрична относительно точки минимума в области расщепления, а расстояние между максимумами увеличивается с увеличением ΔT . Таким образом, при больших значениях температурного градиента угловое смещение между брэгговским и лауэвскими отражениями исчезает.

Вышеприведенные результаты можно объяснить ухудшением качества кристалла под действием ультразвуковых колебаний и температурного градиента. Действительно, во-первых, ухудшение качества кристалла (появление дилатационных и ротационных несовершенств) даже при плоской первичной волне приводит к уширению кривых качаний. Во-вторых, ухудшение качества кристалла резко уменьшает интенсивность в центре угловой области полного отражения, где экс-

тинкция в совершенных кристаллах имеет максимальное значение и уменьшается с появлением несовершенств, а это приводит к уменьшению интенсивности в центре угловой области полного отражения – расщеплению кривой качания.

Таблица 1. $\delta_{1,2}$ и δ_3 – полуширины кривых качания лауэвских и брэгговских отражений соответственно; Δ – смещение между максимумами кривых качания брэгговского и лауэвских отражений.

ΔT (К)	$\delta_{1,2}$ (сек)	δ_3 (сек)	Δ (сек)	$I_{1,2\max}$ (имп/сек)	$I_{3\max}$ (имп/сек)	$I_{3\min}$ (имп/сек)
0	2,0	3,0	2,5	$6 \cdot 10^2$	$7 \cdot 10^3$	–
6	2,0	3,0	2,0	$6 \cdot 10^2$	$7 \cdot 10^3$	–
9	2,0	3,0	1,0	$6 \cdot 10^2$	$7 \cdot 10^3$	–
19	2,2	3,4	0,7	$5,6 \cdot 10^2$	$5,5 \cdot 10^3$	–
29	2,4	4,0	0,5	$5,3 \cdot 10^2$	$4,5 \cdot 10^3$	–
41	2,6	5,0	0	$4,6 \cdot 10^2$	$4,0 \cdot 10^3$	$3,5 \cdot 10^3$
49	3,0	6,0	0	$4 \cdot 10^2$	$3,5 \cdot 10^3$	$2,5 \cdot 10^3$

Таким образом, обобщая вышеприведенные исследования, приходим к следующим выводам:

1. При сочетаниях брэгг-лауэвских геометрий отражения, когда на кристалл падает плоская волна, качание кристалла приводит к возникновению трех пучков.
2. Между максимумами кривых качания этих компонентов существует угловое отклонение $\approx 2,5''$. Лауэвские компоненты возникают вследствие малости коэффициента поглощения в окрестности точки $p = +1$.
3. Как в случае ультразвуковых колебаний, так и в случае температурного градиента в кристалле кривые качания БЛ отражений уширяются, а их максимальные значения уменьшаются, и тем больше, чем больше амплитуда ультразвуковых колебаний и температурного градиента.
4. Величина углового смещения между брэгговскими и лауэвскими отражениями с увеличением амплитуды ультразвуковых колебаний не изменяется.
5. При наличии температурного градиента в кристалле, угловое смещение между брэгговским и лауэвскими отражениями уменьшается с увеличением величины температурного градиента.

6. Начиная с некоторых больших значений амплитуды ультразвуковых колебаний и температурного градиента, наблюдается расщепление кривой качания брэгговского отражения.
7. Из полученных экспериментальных результатов следует, что влияние ультразвуковых колебаний и температурного градиента на форму кривых качания БЛ отражений почти одинаково по характеру.

ЛИТЕРАТУРА

1. H.Wagner. Z. Physik, 146, 127 (1956).
2. M.von Laue. Rontgenstrahlinterferenzen. Frankfurt/M., 1960.
3. G.Borrmann, G.Hildebrandt, H.Wagner. Z. Physik, 142, 406 (1955).
4. A.Authier. Le Journal de Physique et le Radium, 23, 961 (1962).
5. G.J.Wach. Physics Letters A, 121, 45 (1987).
6. Л.Г.Гаспарян, В.П.Мкртчян, А.Г.Григорян, М.К.Бальян, С.А.Валасанян. Известия НАН Армении, Физика, 34, 162 (1999).
7. G.Thorkildsen and H.B.Larsen, Acta Cryst., A54, 416 (1998); *ibid*, A55, 1 (1999).
8. E.Zolotoyabko and B.Sander, Acta Cryst., A51, 163 (1995).
9. E.M.Iolin, Acta Cryst., A51, 897 (1995).
10. K.-D.Liss, A.Magerl, A.Rehof, and R.Hock, Acta Cryst., A53, 181 (1997).

ԱՐՏԱՔԻՆ ԱԶԴԱԿՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ
ՃԱՍԱԳԱՅՅՈՒՆԵՐԻ ԲՐԵԳ-ԼԱՈՒԵՅԱՆ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՅԻ ՎՐԱ

Լ.Գ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Վ.Պ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Ա.Գ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ,
Մ.Կ. ԲԱԼՅԱՆ, Ս.Ա. ՎԱԼԱՍԱՆՅԱՆ

Փորձնականորեն ուսումնասիրված է Բրեգ-Լաուեյան դիֆրակցիան վերջավոր չափի բյուրեղներում արտաքին ազդակների առկայությանը: Հաստատված է, որ արտաքին ազդակները վատացնում է բյուրեղի որակը, ինչը բերում է ճունման կորերի լայնացմանը և լրիվ անդրադարձման անկյունային տիրույթի կենտրոնում ինտենսիվության կտրուկ անկմանը:

INFLUENCE OF EXTERNAL ACTIONS ON THE BRAGG-LAUE DIFFRACTION OF X-RAYS

L.G. GASPARYAN, V.P. MKRTCHYAN, A.G. GRIGORYAN,
M.K. BALYAN, S.A. VALASANYAN

The Bragg-Laue diffraction in finite size crystals under the influence of external actions (ultrasound, temperature gradient) is investigated experimentally. It is established that external actions "change for the worse" the crystal quality which leads to the broadening of the rocking curves and to the sharp decrease of intensity in the center of the reflection angular range.

УДК 548.0

КОНТРАСТ КИКУЧИ-ЛИНИЙ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ИНТЕНСИВНЫХ ДИФРАГИРОВАННЫХ ПУЧКОВ

Р.К. КАРАХАНИЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 18 декабря 1998 г.)

Получены кикучи-электронограммы (на прохождение) тонких пленок кремния с усилением кикучи-линий избыточной интенсивности вблизи точечных отражений с другими индексами. Показано, что обнаруженное в работе усиление объясняется на основе явления двойной кикучи-дифракции электронов, когда учитывается роль интенсивных дифрагированных электронных пучков в образовании кикучи-картин.

Как известно [1], на электронограммах кикучи-линия с избыточной относительно фона интенсивностью при приближении к точечному отражению с теми же индексами усиливается в его окрестности и приобретает наивысшую яркость при прохождении через это точечное отражение. Указанное усиление обусловлено тем, что в этом случае первичный электронный пучок совпадает с одной из образующих соответствующего конуса избыточной интенсивности и после отражения от данного семейства атомных плоскостей приводит к росту интенсивности избыточной кикучи-линии.

Настоящая работа посвящена ранее неизвестному усилению контраста избыточной кикучи-линии в окрестности точечных отражений с другими индексами, что не предусматривается элементарным механизмом образования кикучи-электронограмм [1]. Кикучи-электронограммы тонких монокристаллических пленок кремния, изготовленных методом химического травления массивных образцов, были получены съемкой на прохождение на электронографе ЭГ-100М при ускоряющем напряжении 100кВ. На рис.1 приведена одна из полученных в работе кикучи-электронограмм кремния, отвечающая падению первичного электронного пучка вблизи кристаллографической оси [112] образца кремния. На этой электронограмме четко наблюдается не

только усиление кикучи-линий избытка $\bar{4}\bar{4}\bar{0}$ вблизи точечного отражения $\bar{4}\bar{4}\bar{0}$, что и должно происходить согласно [1], но ясно видно и усиление этой же линии $\bar{4}\bar{4}\bar{0}$ вблизи точечных отражений $5\bar{3}\bar{1}$ и $6\bar{2}\bar{2}$ с другими индексами.

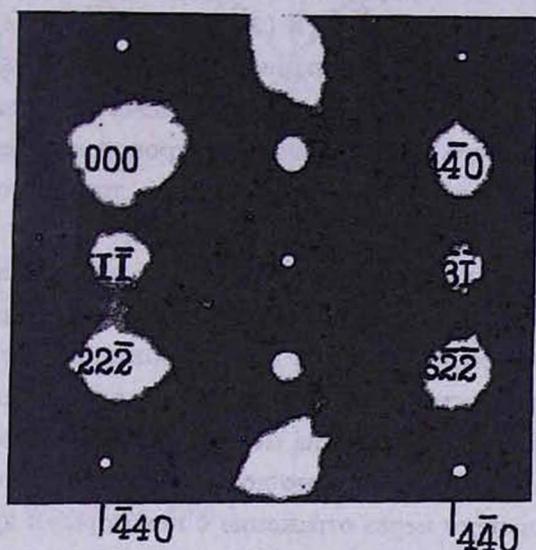


Рис.1. Кикучи-электронограмма кремния с усилением контраста линии избытка $\bar{4}\bar{4}\bar{0}$ вблизи отражений $5\bar{3}\bar{1}$ и $6\bar{2}\bar{2}$.

Анализ полученных электронограмм, показал, что, как видно на рис.1, усиление кикучи-линий избытка имеет место в случае, когда противолежащие участки соответствующих кикучи-линий недостатка проходят вблизи интенсивных точечных отражений. Действительно, в соответствии с [1], при усилении линии избытка $\bar{4}\bar{4}\bar{0}$ вблизи отражения $\bar{4}\bar{4}\bar{0}$ противолежащий участок линии недостатка $\bar{4}\bar{4}\bar{0}$ проходит вблизи нулевого отражения. В то же время, усилению контраста линии избытка $\bar{4}\bar{4}\bar{0}$ вблизи отражения $5\bar{3}\bar{1}$ отвечает прохождение противолежащего участка кикучи-линии недостатка вблизи интенсивного отражения $1\bar{1}\bar{1}$, а усиление контраста этой же линии $\bar{4}\bar{4}\bar{0}$ вблизи отражения $6\bar{2}\bar{2}$ происходит при прохождении противолежащего участка линии недостатка $\bar{4}\bar{4}\bar{0}$ вблизи сильного отражения $2\bar{2}\bar{2}$. Отметим, что для кремния точечные отражения $6\bar{2}\bar{2}$ и $2\bar{2}\bar{2}$, обладая нулевыми структурными факторами, являются запрещенными. Возникновение этих запрещенных отра-

жений, как известно, обусловлено явлением двойной дифракции электронов, когда один раз продифрагировавший пучок претерпевает повторное отражение от некоторого другого семейства атомных плоскостей, в результате чего дважды дифрагированный пучок приводит к образованию запрещенного отражения. Так, запрещенное отражение $2\bar{2}\bar{2}$ обусловлено, в частности, двойной дифракцией первичного электронного пучка от плоскостей $(\bar{1}3\bar{1})$ и $(3\bar{1}\bar{1})$, а запрещенное отражение $6\bar{2}\bar{2}$ образуется при двойной дифракции от плоскостей $(3\bar{3}\bar{3})$ и $(3\bar{5}\bar{1})$. Отметим, что большая интенсивность точечных отражений $11\bar{1}$ и $2\bar{2}\bar{2}$ связана с тем, что при съемке электронограмм соответствующие атомные плоскости находились вблизи точечного отражающего положения.

Усиление контраста линии избытка вблизи отражений с другими индексами можно ясно объяснить на основе явления двойной кикучи-дифракции электронов [2], когда дифрагированные электронные пучки рассматриваются в качестве первичного электронного пучка. Очевидно, что посредством изменения угла между исследуемым образцом и падающим пучком электронов можно достичь того, что данная кикучи-линия избытка пройдет через отражение с некоторыми другими индексами. В соответствии с механизмом образования кикучи-картин [1], это означает, что дифрагированный пучок, отвечающий указанному отражению, совпадает с конусом избыточной интенсивности, ответственным за образование линии избытка. На рис.2 луч J_0 представляет собой падающий пучок электронов, в то время как луч $J(h_2k_2l_2)$ – дифрагированный пучок, соответствующий точечному отражению $(h_2k_2l_2)$. Точка с индексами (000) является нулевым отражением на электронограмме, а точки $(\bar{h}_1\bar{k}_1\bar{l}_1)$ и $(h_1k_1l_1)$ изображают собой, соответственно, кикучи-линии недостатка и избытка, получающиеся при брэгтовском отражении от плоскостей $(h_1k_1l_1)$ электронных волн, образующихся при неупругом рассеянии первичного электронного пучка. Так как луч $J(h_2k_2l_2)$ совпадает с конусом избыточной интенсивности, ответственным за линию избытка $(h_1k_1l_1)$, то линия недостатка $(\bar{h}_1\bar{k}_1\bar{l}_1)$ проходит через отражение $h_2k_2l_2$. В то же время линия избытка $(h_1k_1l_1)$ проходит через точечное отражение, образующееся при брэгтовском отражении пучка $J(h_2k_2l_2)$ от плоскостей $(h_1k_1l_1)$ и имеющее, согласно [1], индексы $h_3 = h_1 + h_2$, $k_3 = k_1 + k_2$, $l_3 = l_1 + l_2$.

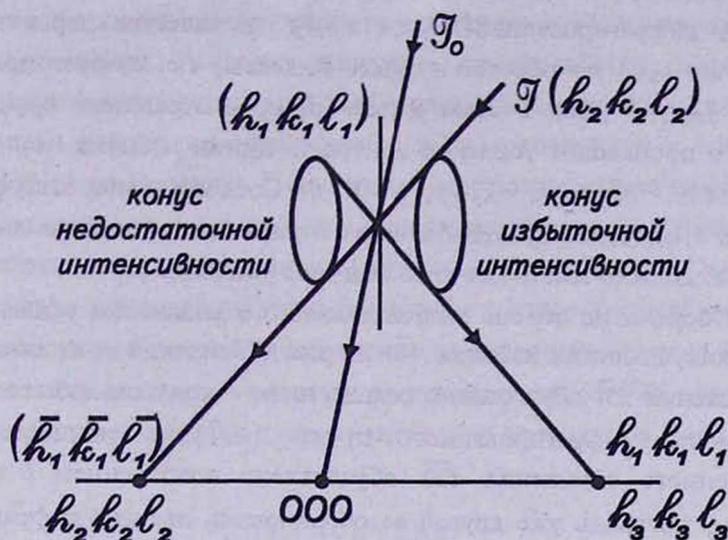


Рис.2. Схема усиления кичуци-линии избытка $(h_1k_1l_1)$ вблизи отражения $(h_2k_2l_2)$.

Ясно, что интенсивный дифрагированный пучок $J(h_2k_2l_2)$, совпадая с конусом избыточной интенсивности, после отражения от плоскостей $(h_1k_1l_1)$ приведет к усилению контраста линии избытка $h_1k_1l_1$ в окрестности отражения $h_3k_3l_3$. Большая интенсивность возбужденного дифрагированного пучка $J(h_2k_2l_2)$ необходима для того, чтобы усиление контраста кичуци-линии избытка было заметным на электронограмме. На дифракционной картине это проявляется в виде возбуждения интенсивного точечного отражения $h_2k_2l_2$, через которое проходит линия недостатка $\bar{h}_1\bar{k}_1\bar{l}_1$. Если отражение $h_2k_2l_2$ достаточно интенсивно, то усиление контраста линии избытка $h_1k_1l_1$ может наблюдаться и на некотором ее удалении от отражения $h_3k_3l_3$, как это имеет место при усилении контраста линии избытка отражения с теми же индексами. Это обусловлено совпадением с конусом избыточной интенсивности электронных волн, образующихся при неупругом рассеянии дифрагированного пучка $J(h_2k_2l_2)$. При увеличении отклонения избытка от точечного отражения ее усиление будет наблюдаться до тех пор, пока интенсивность неупруго рассеянных пучков будет достаточной для этого усиления.

Усиление контраста линии избытка $h_1k_1l_1$ вблизи точечного отражения $h_3k_3l_3$ можно интерпретировать и следующим образом. Если принять дифрагированный пучок $J(h_2k_2l_2)$ в качестве первичного, то отражение $h_2k_2l_2$ приобретет нулевые индексы, т.е. следует произвести замену $h_2k_2l_2 \rightarrow (000)$. В этом случае индексы отражения $h_3k_3l_3$, вблизи которого происходит усиление контраста линии избытка $h_1k_1l_1$, примут значения $h_1 = h_3 - h_2$, $k_1 = k_3 - k_2$, $l_1 = l_3 - l_2$. Следовательно, кикучи-линия избытка $h_1k_1l_1$ будет проходить через отражение с теми же индексами $h_1k_1l_1$, т.е. должно иметь место ее обычное усиление [1].

Обсудим на основе вышеизложенного механизма усиление контраста кикучи-линии избытка $\bar{4}40$ на рис.1. Усиление этой линии вблизи отражения $\bar{5}31$ обусловлено совпадением с конусом избыточной интенсивности дифрагированного пучка $J(11\bar{1})$, а усиление вблизи запрещенного отражения $\bar{6}22$ обусловлено совпадением с этим же конусом, но вдоль уже другой ее образующей, дважды дифрагированного интенсивного пучка $J(22\bar{2})$ с запрещенными индексами. Пучки $(11\bar{1})$ и $(22\bar{2})$, распространяясь вдоль двух различных образующих конуса избыточной интенсивности, приводящей к образованию кикучи-линии избытка $\bar{4}40$, претерпевают брэгговское отражение от плоскостей ($\bar{4}40$) и приводят к усилению контраста линии избытка $\bar{4}40$ вблизи точечных отражений $\bar{5}31$ и $\bar{6}22$. Отметим, что наблюдаемому на рис.1 усилению контраста кикучи-линии избытка $\bar{4}40$ вблизи отражения $\bar{4}40$ соответствует совпадение с некоторой третьей образующей того же конуса уже первичного электронного пучка.

Теперь примем в качестве нулевого отражения $11\bar{1}$. Следовательно, отражению $\bar{5}31$ нужно приписать индексы $\bar{4}40$. Если в качестве нулевого отражения взять запрещенное отражение $22\bar{2}$, то запрещенному отражению $\bar{6}22$ следует приписать те же индексы $\bar{4}40$. Таким образом, отражения $\bar{5}31$ и $\bar{6}22$, вблизи которых происходит усиление кикучи-линии избытка $\bar{4}40$, приобретают индексы $\bar{4}40$ усиливаемой линии. На электронограмме (рис.1) это выражается тем, что линия недостатка $\bar{4}40$ проходит вблизи интенсивных "нулевых" точечных отражений $11\bar{1}$ и $22\bar{2}$, а линия избытка $\bar{4}40$ – вблизи отражений $\bar{5}31$ и $\bar{6}22$, приобретших индексы $\bar{4}40$. В результате получается усиление кикучи-линии избытка вблизи точечного отражения с теми же индексами [1].

Можно заключить, что усиление контраста кикучи-линий из-

бытка вблизи точечных отражений с другими разрешенными индексами связано с возбуждением интенсивных, однократно дифрагированных пучков и их совпадением с соответствующими конусами избыточной интенсивности. Усиление контраста линий избытка вблизи запрещенных точечных отражений обусловлено возбуждением интенсивных, дважды дифрагированных пучков и их совпадением с конусами избыточной интенсивности. Полученные результаты свидетельствуют о том, что однократно и дважды дифрагированные пучки не только вызывают образование запрещенных и неиницируемых линий [2-4], но и существенным образом влияют на контраст тех кикучи-линий, возникновение которых обусловлено собственно электронным пучком.

Работа выполнена в рамках научной темы 96-902, финансируемой из государственных централизованных источников Республики Армения.

ЛИТЕРАТУРА

1. П.Хирш, А.Хови, Р.Николсон, Д.Пэшли, М.Уэлан. Электронная микроскопия тонких кристаллов. М., Мир, 1968.
2. Р.К.Караханян, П.А.Григорян, П.А.Безирганян. Кристаллография, 24, вып.5, 817 (1979).
3. Р.К.Караханян, П.Л.Алексян. Кристаллография, 32, вып.6, 1256 (1987).
4. Р.К.Караханян, П.Л.Алексян, А.О.Абоян. Кристаллография, 41, вып.5, 954 (1996).

ԿԻԿՈՒՉԻ-ԳՆԵՐԻ ԿՈՆՏՐԱՍՏԸ ԻՆՏԵՆՍԻՎ
ԴԻՖՐԱԿՑՎԱԾ ՓԼՁԵՐԻ ԳՐԳՈՍԱՆ ԴԵՊՐՈՒՄ

Ռ.Կ. ԿԱՐԱԽԱՆՅԱՆ

Միլիցիտմի բարակ բաղամթմերից անցումային եղամակով ստացվել են Կիկուչի-էլեկտրոնագրամներ ալլ ինդեքսներով կետային անդրադարձումների մոտակայքում ավելցուկային ինտենսիվությամբ Կիկուչի-գծերի կոնտրաստի ուժեղացմամբ: Այդ ուժեղացումը բացատրված է էլեկտրոնների կրկնակի Կիկուչի-դիֆրակցիայի հիման վրա, երբ հաշվի է առնվում դիֆրակցված փնջերի դերը Կիկուչի-պատկերների առաջացման ժամանակ:

CONTRAST OF KIKUCHI-LINES AT EXCITATION OF INTENSE DIFFRACTED BEAMS

R.K. KARAKHANYAN

Transmission Kikuchi patterns from single-crystalline silicon are studied. An enhanced contrast of the excess line in the region of a Laue spot with other indices is observed. This enhancement of contrast is explained on the basis of Kikuchi electrons double diffraction, when the role of intense diffracted beams is taken into account during the Kikuchi patterns formation.

УДК 532.783

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ БИНАРНОЙ СИСТЕМЕ

А.Ц. САРКИСЯН, З.В. БАГДАСАРЯН, К.К. ВАРДАНЯН,
Л.С. БЕЖАНОВА, С.М. ЯЙЛОЯН

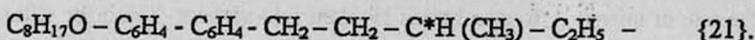
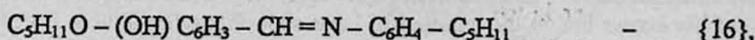
Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 30 августа 1998 г.)

Проведено исследование некоторых особенностей сегнетоэлектрического фазового перехода в жидкокристаллической бинарной системе. Показано, что в исследуемой системе ответственными за возникновение спонтанной поляризации являются, в основном, флексоэлектрические эффекты.

Известно, что одним из важных физических параметров сегнетоэлектрических жидких кристаллов (С*ЖК) является диэлектрическая проницаемость. Возникновение спонтанного дипольного упорядочения в сегнетоэлектрических жидких кристаллах сопровождается аномалиями температурных и частотных зависимостей диэлектрической проницаемости в направлении, перпендикулярном оси геликоида, а ее величина зависит как от амплитуды и частоты измерительного поля, так и от близости к температуре перехода смектик С* – смектик А и от волнового числа геликоида. В настоящей работе методом диэлектрических измерений проведено исследование некоторых особенностей сегнетоэлектрического фазового перехода в сегнетоэлектрической бинарной системе, где в качестве смектической матрицы выбрана 4-пентил-N-(4-пентилокси-2-гидроксипенцилиден) амино – {16}, а в качестве хиральной добавки – 4-(d-3-метилпентил)-4'-оксилоксибифенил – {21}(20%).

Ниже приведены химические формулы компонентов и температуры фазовых переходов исследованной системы:



Кристалл (К₁)^{34°C} К₂^{46°C} Смектик С (С_м С*)^{55°C} Смектика А (С_м А)^{60°C}

Хиральный нематик (ХН)^{45°C} Изотропная жидкость (ИЖ) – {16}/{21}(20%).

Диэлектрические измерения проводились с помощью устройства типа TR-9701, действующего по принципу мостов Шеринга. Для проведения эксперимента изготавливались ячейки типа "сэндвич". Планарную ориентацию получали предварительной обработкой поверхностей ячеек. Диэлектрическим измерениям подвергались образцы с толщиной 10 мкм. Так как влияние амплитуды измерительного поля особенно существенно на низких частотах, то при снятии температурных зависимостей поперечной составляющей диэлектрической проницаемости (ϵ_1) на малых частотах использовалось малое измерительное поле напряженностью $E \approx 20 \text{ В}\cdot\text{см}^{-1}$, что на порядок меньше величины критического поля.

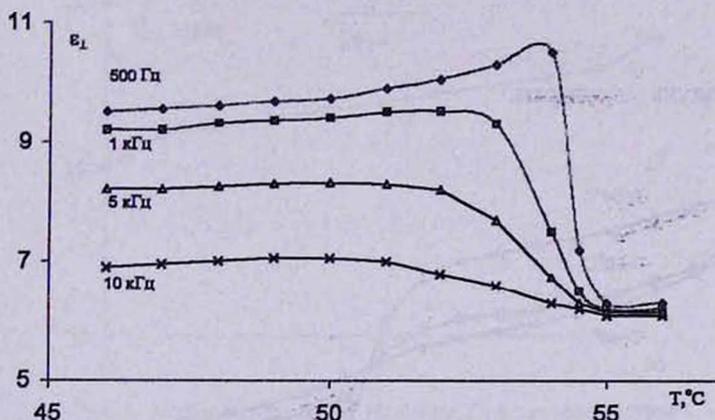


Рис.1. Зависимости поперечной составляющей диэлектрической проницаемости от температуры при различных частотах в сегнетоэлектрической фазе бинарной системы {16}/{21}(20%).

На рис.1 приведены температурные зависимости ϵ_1 в системе {16}/{21}(20%) для разных частот. Как видно из рисунка, температурные зависимости ϵ_1 по-разному ведут себя в окрестности перехода $\text{СмС}^* - \text{СмА}$. На низких частотах кривая зависимости ϵ_1 проходит через максимум вблизи точки перехода, а с повышением частоты максимумы вырождаются и смещаются в сторону низких температур. Такое поведение ϵ_1 в зависимости от частоты объясняется тем обстоятельством, что с увеличением температуры частоты релаксации системы сдвигаются в сторону низких частот (см. рис.2). Характерное время релаксации ($\tau = 1/2\pi f_{\text{рел}}$) ансамбля постоянных диполей в С*ЖК в статическом случае

определяется из выражения для диэлектрической проницаемости [1]:

$$\varepsilon = \varepsilon_{\infty} + \frac{2\pi\chi^2\mu_1|\mu_1 - \mu_2q_0|}{\gamma_1(1/\tau^2 + \omega^2)^{1/2}}, \quad (1)$$

где χ – диэлектрическая восприимчивость, μ_1 – коэффициент линейного пьезоэффекта, μ_2 – коэффициент флексоэлектрического эффекта, q_0 – волновой вектор спирали, γ_1 – коэффициент вращательной вязкости, ε_{∞} – диэлектрическая проницаемость, связанная со смещением в измерительном поле индуцированных диполей и компонент постоянных диполей молекул, направленных параллельно длинным осям молекул, τ – время релаксации в сегнетоэлектрической фазе и определяется следующим образом:

$$\tau = \frac{\gamma_1}{k_3 q_0^2}, \quad (2)$$

где k_3 – модуль упругости.

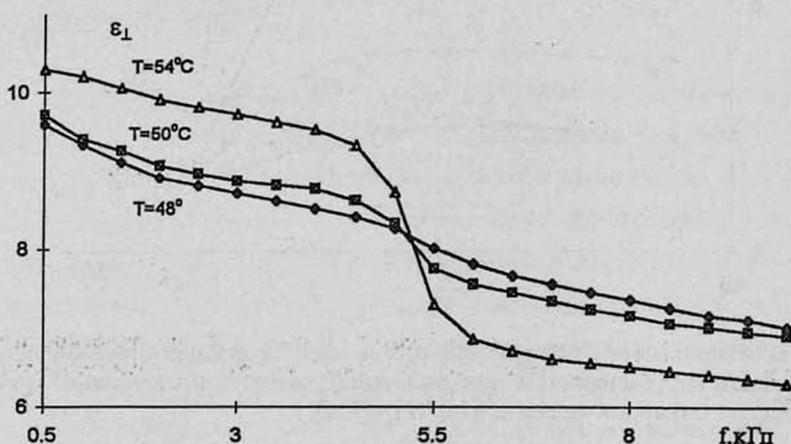


Рис.2. Частотные зависимости поперечной составляющей диэлектрической проницаемости при различных температурах в сегнетоэлектрической фазе бинарной системы {16}/{21} (20%).

Как видно из формулы (1), величина дисперсии ε в сегнетоэлектрической фазе определяется соотношением между пьезомодулями μ_1 и μ_2 , отвечающими пьезоэффектам различного типа, и величиной времени релаксации τ , которая, в свою очередь, определяется зависимостью шага спирали от температуры. Из приведенных выше экспериментальных данных следует, что в области низких частот имеют место релаксационные процессы, соответствующие, по-видимому, смещениям боль-

ших ансамблей молекул за счет взаимодействия их постоянных диполей с внешним электрическим полем. Макроскопически это взаимодействие проявляется в периодическом изменении шага геликоида, причем молекулы согласованно перемещаются по коническим поверхностям, оставляя угол наклона молекул к смектическим слоям постоянным. Для подтверждения правильности этого описания с помощью метода поляризационной микроскопии была определена температурная зависимость шага геликоида в исследованной системе (измерялись расстояния между параллельными доменами в планарной текстуре, когда ось геликоида параллельна подложкам) (см. рис.3). Как видно из рис.1, 3, температурные зависимости ε_1 и шага геликоида в системе весьма схожи.

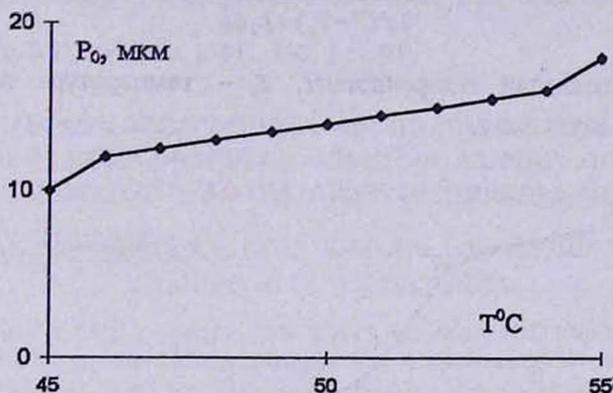


Рис.3. Зависимость шага спирали P_0 от температуры в бинарной системе $\{16\}/\{21\}$ (20%).

Из рис.1 видно, что в СМА фазе вблизи температуры перехода наблюдается слабая дисперсия ε_1 . Наложение переменного измерительного поля в СМА фазе затрудняет свободное вращение молекул вокруг своих длинных осей и вызывает появление одной поперечной поляризации. В этом случае, согласно принципу Неймана, симметрия системы должна понизиться до группы симметрии 2 и директор n отклоняется на угол θ в плоскости, перпендикулярной оси 2 (так называемый пьезоэффект в СМА фазе [2]). Поле в этом случае вызывает модуляцию угла θ и изменение поляризации ($P \sim \chi \mu_1 \theta$) по амплитуде с частотой ω . Этот процесс характеризуется определенной частотой релаксации $\omega_{rel} = 2\pi f_{rel}$. При $\omega < \omega_{rel}$ следовало ожидать дисперсию величины ε , что и наблюдается на рис.1. Как видно из рис.4, слабая дисперсия на-

блюдается также в частотной зависимости ϵ_1 в СМА фазе вблизи точки перехода. При этом частота дисперсии ϵ_1 в СМА фазе примерно на порядок меньше, чем в СМС* фазе. Этот результат имеет определенную физическую интерпретацию, если обратить внимание на выражение для ϵ , полученное (как и в случае СМС* фазы) из выражения для плотности свободной энергии в СМА фазе [1]:

$$\epsilon - \epsilon_\infty = \frac{4\pi\chi^2\mu_1^2}{\gamma_1(1/\tau_1^2 + \omega^2)^{1/2}} \quad (3)$$

Здесь τ_1 – время релаксации в СМА фазе и выражается следующим образом:

$$\tau_1 = \frac{\gamma_1}{2a'(T - T_c) + k_3 q_0^2}, \quad (4)$$

где a' – постоянный коэффициент, T_c – температура перехода в параэлектрическую фазу.

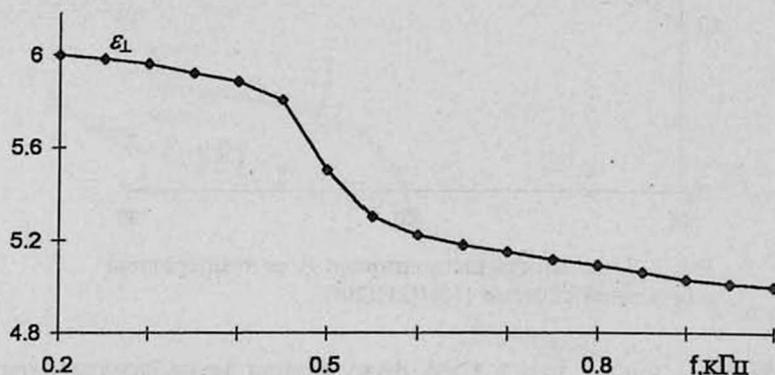


Рис.4. Частотная зависимость поперечной составляющей диэлектрической проницаемости при температуре $T=56^\circ\text{C}$ в смектической А-фазе бинарной системы {16}/{21}(20%).

Сравнивая (3) с выражением

$$\epsilon = \epsilon_\infty + \frac{2\pi\chi^2\mu_1\mu_2q_0}{\gamma_1(1/\tau^2 + \omega^2)^{1/2}}, \quad (5)$$

которое было получено из выражения (1) с учетом оценки отношения двух пьезомодулей

$$\frac{\mu_2 q_0}{\mu_1} \approx 10, \quad (6)$$

представленной в работе [3], убеждаемся, что, вследствие выполнения условия (6) дисперсия ϵ_1 в СМА фазе примерно на порядок меньше, чем в СМС* фазе. Это согласуется с результатами эксперимента (см. рис.2,4). Таким образом, для исследованной системы условие (6) соблюдается, и можно указать на то, что в бинарной системе {16}/{21}(20%) возникновение спонтанной поляризации и дисперсия ϵ_1 в сегнетоэлектрической фазе, в основном, обусловлены флексоэлектрическими эффектами. А в СМА фазе, как видно из выражения (3), определяющую роль в вышеуказанных процессах играет линейный пьезоэффект.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.А.Пикин, В.Л.Инденбом. УФН, 125, 251 (1978).
2. Р.Блиец, Б.Жекш. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики. М., Мир, 1976.
3. Г.С.Чилая, В.Г.Чигринов. УФН, 163, 1 (1993).

ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂԱԿԱՆ ԲԻՆԱՐ ՀԱՍՏԱՎԱՐԳՈՒՄ
ՄԵԳՆԵՏԱԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՓՈՒԼԱՅԻՆ ԱՆՑՄԱՆ ՈՐՈՇ
ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա.Տ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Զ.Վ. ԲԱԳԴԱՍԱՐՅԱՆ, Կ.Կ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ,
Լ.Ս. ԲԵՇՄԱՆՈՎԱ, Ս.Մ. ՅԱՅԼՈՅԱՆ

Կատարված է հեղուկ բյուրեղական քիմառ համակարգում սեգնետաէլեկտրական փուլային անցման որոշ առանձնահատկությունների հետազոտություն: Ցույց է տրված, որ հետազոտված համակարգում սպոնտան բևեռացման առաջացման համար, հիմնականում, պատասխանատու են ֆլեքսոէլեկտրական էֆեկտները:

INVESTIGATION OF SOME FEATURES OF FERROELECTRIC PHASE TRANSITION IN A LIQUID-CRYSTAL BINARY SYSTEM

A.TS. SARKISSYAN, Z.V. BAGHDASARYAN, K.K. VARDANYAN,
L.S. BEZHANOVA, S.M. YAYLOYAN

Investigation of some features of the ferroelectric phase transition in a liquid-crystal binary system is carried out. It is shown that in investigated system the flexoelectric effects are responsible, in basic, for occurrence of the spontaneous polarization.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Ա.Մ.Մուրադյան, Հ.Լ.Հարությունյան. Պարբերական դաշտի երկպարարության մոդել հանդիսական ալիքների լազերային դաշտում իդեալական գազի Բոզե-Էյնշտեյնի կոնդենսացման համար.	3
Է.Ա.Գեվորկյան. Էլեկտրամագնիսական ալիքների տարածումը տարածության մեջ և ժամանակից բազմապարբերական օրենքով փոփոխվող հատկություններ ունեցող միջավայրով լցված ալիքատարում.	14
Վ.Պ.Պետրոսյան, Վ.Ֆ.Մորոզով, Ե.Շ.Մամասախլիսով, Ս.Ս.Ֆելեկյան, Վ.Ի.Վարդանյան. Պոլիմերների մոլեկուլների շեղման քննազանցման պարամետրերի որոշումը.	19
Լ.Գ.Գասպարյան, Վ.Պ.Սկյուրյան, Ա.Գ.Գրիգորյան, Մ.Կ.Քայլան, Ս.Ա.Վալասանյան. Արտաքին ազդակների ազդեցությունը ռեզոնանսային ճառագայթների Բրեգ-Լաուեյան դիֆրակցիայի վրա.	28
Ո.Կ.Կարախանյան. Կիկուչի-գծերի կոնտրաստը ինտենսիվ դիֆրակցված փնջերի գրգռման դեպքում.	38
Ա.Յ.Սարգսյան, Զ.Վ.Բաղդասարյան, Կ.Կ.Վարդանյան, Լ.Ս.Բեժանովա, Ս.Ս.Կայլոյան. Հեղուկ բյուրեղական բինար համակարգում սեզնետա-էլեկտրական փոլային անցման որոշ առանձնահատկությունների հետազոտությունը.	44

CONTENTS

A.Zh.Muradyan, H.L.Haroutyunyan. Biparabolic model of periodic field for Bose-Einstein condensation of ideal gas in laser field of counterpropagating waves.	3
E.A.Gevorkyan. Propagation of electromagnetic waves in a waveguide with a multiperiodically nonuniform and nonstationary filling.	14
V.P.Petrosyan, V.F.Morozov, E.Sh.Mamasakhlisov, S.S.Felekyan, V.I.Vardanyan. Determination of displacement polarization parameters of polymers molecules.	19
L.G.Gasparyan, V.P.Mkrtchyan, A.G.Grigoryan, M.K.Balyan, S.A.Valasanyan. Influence of external actions on the Bragg-Laue reflection of X-rays.	28
R.K.Karakhanyan. Contrast of Kikuchi-lines at excitation of intense diffracted beams.	38
A.Ts.Sarkissyan, Z.V.Baghdasaryan, K.K.Vardanyan, L.S.Bezhanova, S.M.Yayloyan. Investigation of some features of ferroelectric phase transition in a liquid-crystal binary system.	44

СОДЕРЖАНИЕ

А.Ж.Мурадян, Г.Л.Арутюнян. Бипараболическая модель периодического поля для Бозе-Эйнштейновской конденсации идеального газа в лазерном поле встречных волн.	3
Э.А.Геворкян. Распространение электромагнитных волн в волноводе с многопериодически нестационарным неоднородным заполнением.	14
В.П.Петросян, В.Ф.Морозов, Е.Ш.Мамасакхлисов, С.С.Фелекян, В.И.Варданян. Определение параметров поляризации смещения молекул полимеров.	19
Л.Г.Гаспарян, В.П.Мкртчян, А.Г.Григорян, М.К.Балян, С.А.Валасанян. Влияние внешних воздействий на Брэгг-Лауэвскую дифракцию рентгеновских лучей.	28
Р.К.Караханян. Контраст Кикучи-линий при возбуждении интенсивных дифрагированных пучков.	38
А.Ц.Саркисян , З.В.Багдасарян, К.К.Варданян, Л.С.Бежанова, С.М.Яйлоян. Исследование некоторых особенностей сегнетоэлектрического фазового перехода в жидкокристаллической бинарной системе.	44

Заказ №037. Тираж 150.

Сдано в набор 15.01.2000. Подписано к печати 21.02.2000.

Печ. л. 3,25. Бумага КУМ-ultra. Цена договорная.

Типография Издательства "Гитутюн", НАН РА.

375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.