

сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

5136/82

25/10-82

P17-82-548

А.В.Белушкин, Т.Васютынски\*,  
И.Натканец, Н.М.Плакида

СТРУКТУРНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД  
В КРИСТАЛЛЕ ДИФЕНИЛА  
С МЯГКОЙ ВНУТРИМОЛЕКУЛЯРНОЙ МОДОЙ

---

\* Институт ядерной физики, Краков, ПНР

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В работах /1,2/ была обнаружена мягкая мода в кристалле дифенила, связанная, как показала дифракция нейтронов /3/, с переходом в несоизмеримую фазу. В работах /3,5/ был проведен микроскопический расчет частот колебаний в кристалле дифенила, который показал сильную гибридизацию торсионной моды колебаний фенильных колец в молекуле дифенила с поперечной акустической модой кристалла. Это сильное взаимодействие может быть причиной структурного фазового перехода, обусловленного мягкой внутримолекулярной торсионной модой. Поскольку пространственная группа кристалла  $P2_1/a$  несимметрична, дисперсионные кривые акустической и торсионной моды пересекают границу зоны Бриллюэна в направлении  $[0, \xi, 0]$  с конечным наклоном, что обуславливает минимальное значение для частоты мягкой моды в точке  $\vec{q}_e = /0; 0,45; 0/$  и переход в несоизмеримую фазу.

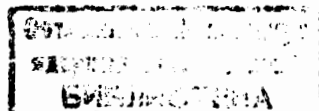
В настоящей работе на основе метода /4,5/ проведен модельный расчет динамики решетки дифенила при структурном переходе в предположении, что температурная зависимость мягкой моды обусловлена ангармоническими торсионными колебаниями молекул дифенила.

## 2. ПСЕВДОГАРМОНИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СТРУКТУРНОГО ПЕРЕХОДА В КРИСТАЛЛЕ ДИФЕНИЛА

Потенциальную энергию кристалла с учетом только одной внутримолекулярной моды - кручения фенильных колец - запишем в виде

$$U(Q_{\rho k \lambda}) = \frac{1}{2} \sum_{\rho k} \nu_i^2 Q_{\rho k i}^2 + \frac{b}{4} \sum_{\rho k} Q_{\rho k i}^4 + \frac{1}{2} \sum_{\rho k \lambda} \sum_{\rho' k' \lambda'} \Phi_{\lambda \lambda'}^{k k'} (\vec{\rho} - \vec{\rho}') Q_{\rho k \lambda} Q_{\rho' k' \lambda'} \quad /1/$$

где  $\nu_i^2 \leq 0$  - затравочная неустойчивая частота торсионных колебаний;  $Q_{\rho k i}$  - нормальная координата этих колебаний;  $\Phi_{\lambda \lambda'}^{k k'} (\vec{\rho} - \vec{\rho}')$  - взаимодействие мод  $\lambda, \lambda'$  в  $\rho, \rho'$  элементарных ячейках для  $k, k'$  молекул / $k, k' = 1, 2$ /, которое может быть рассчитано на основе атом-атомных взаимодействий /см. /4,5/). Константа ангармонизма  $b$  и  $\nu_i^2 \leq 0$  определяют форму одночастичного потенциала в отдельной молекуле.



Введем угол разворота фенильных колец в молекуле:

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{I_t}} Q_t, \quad /2/$$

где  $I_t$  - момент инерции для торсионных колебаний. Тогда первые два слагаемых в /1/ представим в виде

$$V(\phi) = \frac{I_t \nu_t^2}{2} \phi^2 + \frac{b I_t^2}{4} \phi^4 = -\frac{k_0}{2} \phi^2 + \frac{B}{4} \phi^4. \quad /3/$$

Этот потенциал имеет два минимума при  $\phi = \pm \phi_0 = \pm \sqrt{k_0/B}$ , разделенных барьером высотой  $u_0 = \frac{k_0^2}{4B}$ . Воспользуемся далее псевдогармоническим приближением /см. /6//:

$$\tilde{V}(\phi) = \frac{k(T)}{2} \phi^2, \quad k(T) = -k_0 + 3B \langle \phi^2 \rangle, \quad /4/$$

где среднеквадратичные флуктуации находятся из уравнения

$$\langle \phi^2 \rangle = \frac{1}{I_t} \langle Q_t^2 \rangle \approx \frac{1}{I_t} \int_0^\infty \frac{d\omega}{2\omega} g_t(\omega) \operatorname{cth} \frac{\omega}{2T}. \quad /5/$$

Здесь  $g_t(\omega)$  - плотность состояний для торсионных колебаний в кристалле /с учетом их взаимодействия с другими модами/. Таким образом, вводя эффективную гармоническую частоту

$$\omega_t^2 = -|\nu_t|^2 + 3b \langle Q_t^2 \rangle, \quad /6/$$

получим для потенциальной энергии /1/ выражение

$$\tilde{U}(Q_{\rho k \lambda}) = \frac{\omega_t^2}{2} \sum_{\rho k} Q_{\rho k t}^2 + \sum_{\rho k \lambda} \sum_{\rho' k' \lambda'} \Phi_{\lambda \lambda'}^{k k'} (\vec{\rho} - \vec{\rho}') Q_{\rho k \lambda} Q_{\rho' k' \lambda'}. \quad /7/$$

После обычной процедуры Фурье-преобразования спектр частот колебаний кристалла определяется из секулярного уравнения:

$$|[\Phi_{\lambda \lambda'}^{k k'}(\vec{q}) + \omega_t^2 \delta_{\lambda \lambda'} \delta_{k k'} \delta_{\lambda \lambda'}] - \omega_{\lambda}^2(\vec{q}) \delta_{\lambda \lambda'} \delta_{k k'}| = 0. \quad /8/$$

Таким образом, задача сводится к решению самосогласованной системы уравнений для определения фоновых дисперсионных кривых /8/, нахождению с их помощью спектральной плотности торсионных колебаний в кристалле  $g_t(\omega)$  и определению согласно /5/, /6/ частоты внутримолекулярных колебаний  $\omega_t^2$ . Решение этой системы уравнений можно упростить и свести ее к методу расчета, принятому в работах /4,5/, если пренебречь слабой температурной зависимостью плотности состояний  $g_t(\omega)$  в /5/. В этом приближении можно найти спектр колебаний из уравнения /8/, считая, как и в /4,5/, частоту  $\omega_t^2$  подгоночным параметром. Температурную зависимость спектра тогда можно найти, вычисляя  $\omega_t^2$  согласно /5/, /6/ для некоторой характерной плотности  $g_t(\omega)$ . Результаты такого расчета показывают, что торсионная мода сильно взаимодействует с трансляционными модами и слабо связана с либрацион-

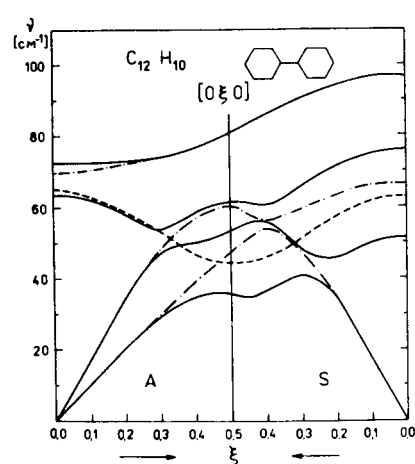


Рис. 1

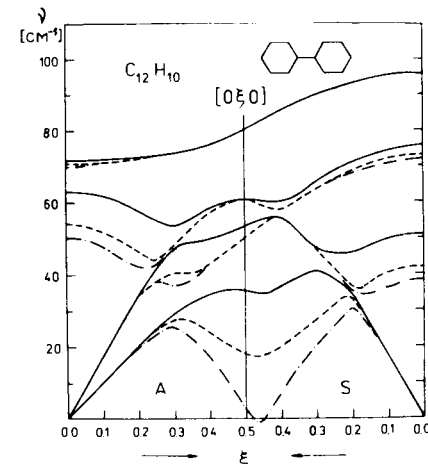


Рис. 2

ными молекулярными модами. Поэтому дальнейшие расчеты нами были проведены без учета либрационных колебаний. На рис. 1 показаны дисперсионные кривые в направлении  $[0, \xi, 0]$  в расширенной зоне Бриллюэна. Штриховой линией показано поведение торсионной моды в среднем поле кристалла /центры тяжести молекул закреплены в равновесных положениях/; штрихпунктирной - дисперсионные кривые трансляционных мод без учета взаимодействия с торсионной модой, а сплошной линией - дисперсионные кривые торсионной моды и трансляционных мод с учетом взаимодействия между ними. В этом расчете затравочная частота  $\omega_t$  торсионной моды бралась равной нулю, как и в расчетах /4,5/. Расчет показывает, что провал на акустической дисперсионной ветви возникает из-за взаимодействия торсионной и акустической мод. Влияние  $\omega_t$  на величину этого провала показано на рис. 2. На нем приведен результат расчетов для трех значений  $\omega_t^2 \leq 0$ : 1/  $\omega_t^2 = 0$ ; 2/  $\omega_t^2 = -/35,0 \text{ см}^{-1/2}$ ; 3/  $\omega_t^2 = -/39,8 \text{ см}^{-1/2}$ . Оказалось, что небольшие изменения  $\omega_t$  слабо влияют на значения частот в центре зоны Бриллюэна, а провал на акустической ветви вблизи  $\vec{q}_c \approx 0; 0,45; 0$  резко увеличивается. При  $\omega_t^2 = -/39,8 \text{ см}^{-1/2}$  дисперсионная кривая в этой точке достигает нуля и при дальнейшем уменьшении  $\omega_t^2$  становится чисто мнимой. Соответствующая этому значению частоты температура  $T_c$ , определенная согласно /5/, /6/ для заданных параметров модели  $b$  и  $\nu_t^2$ , и является температурой фазового перехода в несоизмеримую фазу при  $\vec{q}_c \approx 0; 0,45; 0$ . Ниже этой температуры возникает ненулевое значение равновесного угла разворота фенильных колец и модуляция решетки с волновым вектором  $\vec{q}_c$ , обусловленная конденсацией акустической моды. В следующем разделе мы более подробно рассмотрим этот переход для простой модели двух взаимодей-

ствующих мод, а определение ангармонических параметров модели и температурной зависимости частоты мягкой моды приведены в разделе 4.

### 3. ПРИБЛИЖЕНИЕ ДВУХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ МОД

Так как особенно сильно торсионная мода взаимодействует с поперечной акустической модой, то для качественной картины можно рассмотреть только торсионную моду, ее дисперсию в кристалле и взаимодействие с акустической модой. Запишем для этого потенциальную энергию /7/ в виде

$$U(Q_{i\vec{q}}, Q_{A\vec{q}}) = \frac{1}{2} \sum_{\vec{q}} \omega_t^2(\vec{q}) Q_{i\vec{q}} Q_{i-\vec{q}} + \frac{1}{2} \sum_{\vec{q}} \omega_A^2(\vec{q}) Q_{A\vec{q}} Q_{A-\vec{q}} + \frac{1}{2} \sum_{\vec{q}} [V(\vec{q}) Q_{i\vec{q}} Q_{A-\vec{q}} + V(-\vec{q}) Q_{A\vec{q}} Q_{i-\vec{q}}]. \quad /9/$$

Здесь смешанная мода колебаний  $\omega_{\pm}(\vec{q})$  определяется из уравнения

$$\omega_{\pm}^2(\vec{q}) = \frac{1}{2} [\omega_A^2(\vec{q}) + \omega_t^2(\vec{q}) \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\omega_A^2(\vec{q}) - \omega_t^2(\vec{q}))^2 + 4|V(\vec{q})|^2}]. \quad /10/$$

Предположим, что частота акустической моды не зависит от температуры, а вся температурная зависимость мягкой моды  $\omega_{\pm}^2(\vec{q})$  связана с зависимостью торсионной моды /6/ от корреляционной функции /5/

$$\omega_t^2(\vec{q}, T) = \omega_t^2(T) + \Phi_t(\vec{q}). \quad /11/$$

Здесь  $\Phi_t(\vec{q})$  определяет дисперсию торсионной моды /6/ в кристалле при условии, что положения всех молекул фиксированы в их равновесных положениях / $Q_{A\vec{q}} \equiv 0$  в /9//.

Температура фазового перехода  $T_c$  определяется из условия

$$\omega_{-}^2(\vec{q}_c, T_c) = 0 \quad \text{или} \quad \omega_t^2(\vec{q}_c, T_c) = \frac{|V(\vec{q}_c)|^2}{\omega_A^2(\vec{q}_c)}. \quad /12/$$

Согласно расчетам /см. рис.1/ можем для оценок принять  $\omega_A(\vec{q}_c) \approx 50 \text{ см}^{-1}$ ,  $\omega_t(\vec{q}_c, T_c) \approx 50 \text{ см}^{-1} - 20 \text{ см}^{-1} = 30 \text{ см}^{-1}$ , тогда

$$\sqrt{|V(\vec{q}_c)|} = \sqrt{\omega_t(\vec{q}_c) \omega_A(\vec{q}_c)} \approx 40 \text{ см}^{-1}. \quad /13/$$

Для определения температурного поведения мягкой моды  $\omega_{-}(\vec{q}_c, T)$  необходимо решить самосогласованную систему уравнений для частоты /10/ с учетом /11/ и /6/ и функции /5/. Последнюю можем записать:

$$\langle Q_i^2 \rangle \approx \frac{1}{N} \sum_{\vec{q}} \frac{1}{2\omega_{\pm}(\vec{q})} \text{cth} \frac{\omega_{\pm}(\vec{q})}{2T}. \quad /14/$$

Учитывая, что по оценке /13/

$$|\omega_A^2(\vec{q}_c) - \omega_t^2(\vec{q}_c, T_c)|^2 \ll 4|V(\vec{q}_c)|^2,$$

можно пренебречь температурной зависимостью  $\omega_t(\vec{q})$  в подкоренном выражении /10/ и принять, что

$$\begin{aligned} \omega_{-}^2(\vec{q}_c, T) &\approx \frac{1}{2} [\omega_A^2(\vec{q}_c) + \omega_t^2(\vec{q}_c, T)] - \\ &- \frac{1}{2} \sqrt{(\omega_A^2(\vec{q}_c) - \omega_t^2(\vec{q}_c, T_c))^2 + 4|V(\vec{q}_c)|^2} = \\ &= \frac{1}{2} [\omega_t^2(\vec{q}_c, T) - \omega_t^2(\vec{q}_c, T_c)] = \frac{3b}{2} [\langle Q_i^2 \rangle_T - \langle Q_i^2 \rangle_{T_c}]. \end{aligned} \quad /15/$$

Подставляя сюда /14/, получим

$$\begin{aligned} \omega_{-}^2(T) &= \frac{3b}{2} \frac{1}{N} \sum_{\vec{q}} \left( \frac{1}{2\omega_{\vec{q}t}} \text{cth} \frac{\omega_{\vec{q}t}}{2T} - \frac{1}{2\omega_{\vec{q}t}} \text{cth} \frac{\omega_{\vec{q}t}}{2T_c} \right) \approx \\ &= \frac{3b}{2\Omega_0^2} (T - T_c) \equiv \omega_0^2 \left( \frac{T}{T_c} - 1 \right). \end{aligned} \quad /16/$$

Здесь  $\omega_0^2 = \frac{3bT_c}{2\Omega_0^2}$  - характерная неустойчивая частота в гармоническом приближении для смешанной моды  $\omega_{-}(\vec{q}_c)$ .

При  $T < T_c$  решетка становится неустойчивой относительно связанной моды колебаний  $\omega_{-}(\vec{q}_c)$ , что приводит к появлению статических искажений решетки

$$\langle Q_{A\vec{q}_c} \rangle = [V(\vec{q}_c) / \omega_A^2(\vec{q}_c)] \langle Q_{i\vec{q}_c} \rangle \neq 0,$$

которые можно определить из условий минимума свободной энергии кристалла с учетом ангармонических членов в модели /1/. Обсуждение этого вопроса, а также анализ условий равновесия решетки по отношению к появлению дополнительной модуляции вдоль оси а кристалла /3/, требует отдельного рассмотрения.

### 4. ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ

Параметры модели можно определить, сопоставляя рассчитанные величины с данными эксперимента /2/ по зависимости мягкой моды  $\omega_{-}(\vec{q}_c)$  от температуры. Согласно экспериментальным данным /2/

$$\omega_{-}^2(T) \approx \omega_0^2 \left( \frac{T}{T_c} - 1 \right), \quad /17/$$

где  $T_c \approx 40 \text{ К} \approx 3,5 \text{ мэВ}$  и при  $T = 100 \text{ К}$ ,  $\omega_{-} = 0,3 \cdot 10^{12} \text{ Гц} = 1,25 \text{ мэВ}$ .

Отсюда

$$\omega_0^2 = \omega_{-}^2 / 1,5 \approx 1 \text{ мэВ}^2. \quad /18/$$

Из /15/ получаем

$$\omega_{-}^2(\vec{q}_c, T) = \frac{3b}{2} (\langle Q_i^2 \rangle_T - \langle Q_i^2 \rangle_{T_c}) = \frac{3b}{2} \langle Q_i^2 \rangle_{T_c} \left\{ \frac{T}{T_c} - 1 \right\}. \quad /19/$$

Следовательно, имеем оценку

$$b = \frac{2}{3} \frac{\omega_0^2}{\langle Q_i^2 \rangle_{T_c}}. \quad /20/$$

Поведение  $\langle Q_t^2 \rangle$  было рассчитано по модели атом-атомных взаимодействий с учетом всех внешних и двух низколежащих внутренних мод согласно /5/:

$$\langle Q_t^2 \rangle = \int_0^{\omega_{\max}} \frac{1}{2\omega} \operatorname{cth} \frac{\omega}{2T} g_t(\omega) d\omega, \quad /21/$$

где  $g_t(\omega)$  - плотность состояний для смешанной торсионной моды. Результат расчетов показан на рис.3. Используя /21/, из /20/ находим

$$b = \frac{2}{3} \frac{\omega_0^2}{\langle Q_t^2 \rangle T_c} = 4,88 \text{ мэВ}^3. \quad /22/$$

Теперь определим параметр  $\nu_t^2 < 0$  - затравочную частоту молекулярной торсионной моды:

$$|\nu_t^2| = -\omega_t^2 + 3b \langle Q_t^2 \rangle. \quad /23/$$

При  $T = T_c$ , как следует из расчетов,

$$|\omega_t| = 39,8 \text{ см}^{-1} = 4,93 \text{ мэВ}, \quad /24/$$

$$3b \langle Q_t^2 \rangle T_c = 2 \text{ мэВ}^2. \quad /25/$$

Следовательно,

$$|\nu_t^2| = 26,35 \text{ мэВ}^2. \quad /26/$$

Полученные параметры позволяют определить вид потенциала для торсионных колебаний /3/:

$$\phi_0^2 = \frac{\nu_t^2}{bI_t} = 0,13 \text{ рад}^2; \quad \phi_0 = 20,5^\circ. \quad /27/$$

$$u_0 = \frac{\nu_t^4}{4b} = 35,5 \text{ мэВ}. \quad /28/$$

Оценим амплитуду среднеквадратичных флуктуаций угла разворота фенильных колец  $\langle \phi^2 \rangle$  для этого потенциала. Согласно /5/ можем записать

$$\langle \phi^2 \rangle = \frac{1}{I_t} \langle Q_t^2 \rangle = \frac{T}{I_t} \int_0^\infty \frac{d\omega}{\omega} g_t(\omega) = \frac{T}{I_t \Omega_0^2}. \quad /29/$$

где мы предположили, что  $T \gg \Omega_0$  - характерной частоты торсионных колебаний. Подставляя сюда  $T = 100 \text{ К} = 1,4 \cdot 10^{-14} \text{ эрг}$ ,  $I_t = 2,9 \cdot 10^{-38} \text{ г см}^2$ ,  $\Omega_0 = 1,32 \cdot 10^{12} \text{ Гц}$ , находим

$$\sqrt{\langle \phi^2 \rangle} = 30^\circ \sqrt{\frac{T(\text{К})}{100}}. \quad /30/$$

Отметим здесь, что амплитуда среднеквадратичных флуктуаций /30/ вычислена для торсионных колебаний молекулы в кристалле, то есть с учетом среднего поля в кристалле, создаваемого другими молекулами, и поэтому прямое сопоставление этой амплитуды с па-

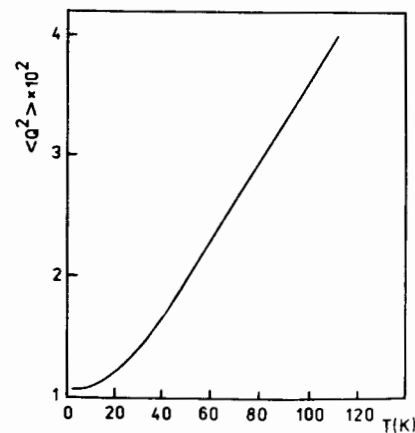


Рис.3

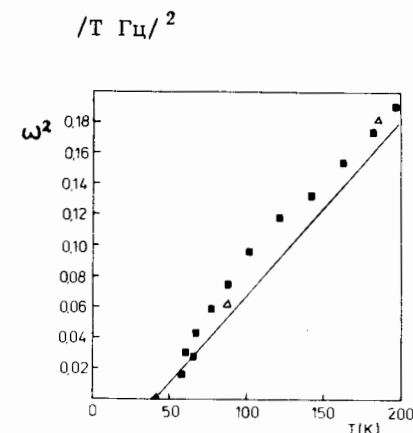


Рис.4

раметрами потенциала /27/, /28/, вычисленными согласно модели /1/, /3/ для изолированной молекулы, не имеет физического смысла. Учет этого среднего поля, как, например, в модели /9/ с помощью эффективного взаимодействия  $\Phi_t(\tilde{q})$  - /11/, приведет к значительно более мелкому потенциалу с двумя ямами. Как показывают экспериментальные оценки /см., например, /7/, расстояние между минимумами для этого эффективного потенциала  $2\tilde{\phi}_0 \approx 20^\circ + 25^\circ$ , так что выполняется условие  $\langle \phi^2 \rangle > 2\tilde{\phi}_0$  во всей области  $T \geq T_c$ .

В расчетах, проведенных в разделе 2, учитывалось взаимодействие торсионной моды  $\omega_t$  /6/ со всеми внешними модами кристалла. Поэтому сопоставление полученной там температурной зависимости мягкой моды - провала на дисперсионной кривой в точке  $\tilde{q}_c$  /см. рис.1/ с учетом формул /5/, /6/ приводит к несколько иным, чем в рассмотренной выше модели, параметрам:

$$|\nu_t^2| = 25,49 \text{ мэВ}^2, \quad /31/$$

$$b = 2,78 \text{ мэВ}^3, \quad /32/$$

и, соответственно, другим параметрам потенциала /3/:

$$\phi_0 = 26^\circ, \quad u_0 = 58,4 \text{ мэВ}. \quad /33/$$

Температурная зависимость частоты мягкой моды показана на рис.4: сплошной линией - частота  $\omega_-^2(\tilde{q}_c, T)$  в модели двух взаимодействующих мод; частота, рассчитанная согласно разделу 2 с учетом /6/, /21/, - треугольниками; результаты эксперимента /2/ показаны черными квадратиками.

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ

Как было показано в расчетах <sup>/4,5/</sup>, в кристалле дифенила наблюдается сильное взаимодействие торсионной моды колебаний молекулы и поперечных акустических фононов. На основе этого результата в настоящей работе нам удалось сформулировать простую модель /1/ структурного фазового перехода в несоизмеримую фазу вблизи точки В /0; 0,45; 0/ зоны Бриллюэна, в которой предполагается, что ангармоническими являются лишь торсионные колебания молекулы в эффективном потенциале /3/ с двумя минимумами, а остальные колебания решетки являются гармоническими и могут быть описаны с помощью стандартного метода атом-атомных силовых взаимодействий <sup>/4,5/</sup>. Эта модель содержит лишь 2 подгрупповых параметра, характеризующих ангармонический потенциал /3/, которые легко определяются из известных экспериментальных данных для температурной зависимости частоты мягкой моды /см. раздел 4/.

Значительный интерес представляет исследование на основе развитой модели несоизмеримой фазы в кристалле при  $T < T_c$  и выяснение возможности описания с ее помощью не только модуляции вдоль оси  $b$  с волновым вектором  $\vec{q}_c$ , но и наблюдаемой в эксперименте модуляции вдоль оси  $a$ , которая исчезает при более низких температурах. Эти исследования требуют проведения более сложных численных расчетов, которые предполагается провести в дальнейшем.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Bree A., Edelson M. Chem.Phys.Lett., 1977, 46, p. 500.
2. Cailleau H. et al. Solid State Comm., 1979, 29, p. 259.
3. Cailleau H., Baudour J.L. Acta Cryst., 1979, B35, p. 426.
4. Белушкин А.В., Васютыньски Т., Натканец И. ОИЯИ, Р14-80-437, Дубна, 1980.
5. Natkaniec I., Bielushkin A.V., Wasiutynski T. Phys.stat.sol. (b), 1981, 105, p. 413.
6. Плакида Н.М. В кн.: Статистическая физика и квантовая теория поля /под ред. Н.Н.Боголюбова/. "Наука", М., 1973, с. 205-240.
7. Cailleau H. et al. Faraday Discussion, 1980, 69, p. 7.

Рукопись поступила в издательский отдел  
12 июля 1982 года.

Белушкин А.В. и др.

P17-82-548

Структурный фазовый переход в кристалле дифенила с мягкой внутримолекулярной модой

Показано, что переход в несоизмеримую фазу в кристалле дифенила  $C_{12}H_{10}$  обусловлен гибридизацией ангармонических торсионных колебаний молекулы с акустическими фононами. Определены параметры ангармонического потенциала для торсионных колебаний и найдена температурная зависимость мягкой моды. Расчеты фононных дисперсионных кривых в направлении  $(0, \xi, 0)$  проведены с использованием эмпирических атом-атомных потенциалов.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Belushkin A.V. et al.

P17-82-548

Structural Phase Transition in Biphenyl Crystal with Soft Intramolecular Mode

It is shown that the incommensurate phase transition in biphenyl crystal  $C_{12}H_{10}$  is induced by mixing between anharmonic torsion vibration of molecular and acoustic phonons. Parameters of the anharmonic potential for torsion vibrations and temperature dependence of the soft mode are obtained. Phonon dispersion curves in  $(0, \xi, 0)$  direction are calculated with the use of semiempirical atom-atom potential.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics and the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.