

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ Cs_2CdBr_4 И Cs_2HgBr_4 В ПОЛЕ ОДНООСНОГО МЕХАНИЧЕСКОГО НАПРЯЖЕНИЯ

О. Г. Влох, В. С. Жмурко, И. И. Половинко, С. А. Свелеба

При изучении свойств несоразмерных (НС) структур в кристаллах одной из основных задач является исследование взаимодействия волны НС модуляции с дефектами и примесями. Введение последних приводит, в частности, к значительному изменению фазы НС волны [1, 2]. Как показано в работе [1], облучение кристалла $(N(CH_3)_4)_2ZnCl_4$ рентгеновскими лучами сопровождается не только всплесками на температурной зависимости пика интенсивности несоразмерного рентгеновского рефлекса, но и переходом от плавной к ступенчатой зависимости параметра несоразмерности $\delta(T)$. Причем с увеличением дозы облучения возрастает количество температурных интервалов, где δ практически не изменяется. Согласно [1], увеличение концентрации дефектов сопровождается локальными изменениями фазы волны несоразмерности, которые обусловлены противоборством двух противоположно направленных сил: силы пиннинга солитонов на дефектах и силы упругого взаимодействия между солитонами. Локального изменения фазы можно также достичь путем воздействия на кристалл электрическим полем [3]. Так, в кристаллах дейтерированной тиомочевинны под влиянием электрического поля наблюдалась такая же ступенчатая зависимость $\delta(T)$, какая была получена рентгеновским облучением в [1] или путем изоморфного замещения ионов Rb^+ ионами K^+ в кристаллах $(Rb_{0.98}K_{0.02})_2ZnCl_4$ [2]. В связи с вышесказанным возникает вопрос о возможности изменения характера температурной зависимости δ с помощью одноосного механического напряжения и о последующем проявлении в оптических свойствах.

Из работ [4, 5] известно о значительной чувствительности к механическим напряжениям σ_j несоразмерной структуры псевдособственных сегнетоэластиков Cs_2HgBr_4 и Cs_2CdBr_4 . Согласно [6], для этих кристаллов волновой вектор НС модуляции направлен вдоль оси a . В роли параметра порядка обычно используют «оптическую» фононную координату, физический смысл которой заключается в повороте тетраэдров Br_1^- вокруг оси a [7]. Кроме поворота тетраэдров, происходит также их смещение в направлении оси b [7]. Таким образом, кристаллы Cs_2HgBr_4 и Cs_2CdBr_4 были взяты нами в качестве исследуемых объектов, а направления прикладываемых механических напряжений выбирались исходя из их свойств.

Двулучепреломление образцов исследовалось методом Сенармона ($\lambda = 633$ нм). Температурная зависимость эффективных пьезооптических коэффициентов определялась путем измерения индуцированного механическим напряжением σ_j прироста двулучепреломления $\delta^*(\Delta n_i)$. Точность измерения σ_j составляла $\sim 10\%$. Использование магнитооптического модулятора и синхронного детектора позволило определять $\delta^*(\Delta n_i)$ не хуже чем 10^{-7} , а применение криостата с системой «УТРЕКС» обеспечило поддержание и измерение температуры с точностью до 0.01 К.

На рис. 1 представлены температурные зависимости изменения двулучепреломления для кристалла Cs_2HgBr_4 при различных значениях приложенного одноосного механического напряжения. Даже незначительная величина $\sigma_b = 5 \cdot 10^5$ Н/м² (кривая 2) приводит к образованию на зависимости $\delta^*(\Delta n_c) = f(T)$ аномалий в виде изломов. С увеличением σ_b аномалии становятся более четкими, причем происходит их смещение вдоль температурной оси. Следует также отметить, что указанные аномалии по своему характеру напоминают ранее наблюдаемые нами аномалии на зависимостях

$\delta^*(\Delta n_i) = f(T)$ для облученных рентгеновскими лучами кристаллов $(N(CH_3)_4)_2MeCl_4$ ($Me = Zn, Cu, Mn$) [8]. Взаимное смещение аномалий на кривых 2, 3 (рис. 1) приводит к появлению пиков на температурной зависимости эффективного пьезооптического коэффициента π_{32}^0 (кривая 4).

Кристаллы Cs_2CdBr_4 , согласно [4], механически менее податливы, нежели Cs_2HgBr_4 . Поэтому для достижения аналогичных результатов потребовалось приложение механических напряжений большей величины. На рис. 2 представлены температурные зависимости $\delta^*(\Delta n_{ab}) = f(T)$ для

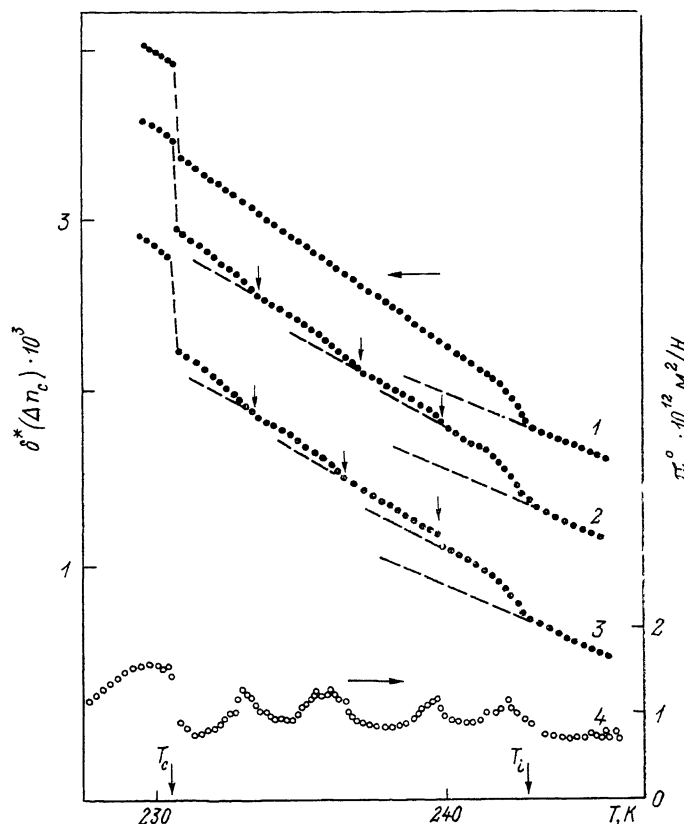


Рис. 1. Температурные зависимости изменения двулучепреломления $\delta^*(\Delta n_c)$ кристалла Cs_2HgBr_4 для механических напряжений $\sigma_b = 0$ (1) $5 \cdot 10^5$ (2) $2.08 \cdot 10^6$ H/m^2 (3). Температурная зависимость эффективного пьезооптического коэффициента π_{32}^0 для этого же кристалла (4).

кристаллов Cs_2CdBr_4 для различных значений приложенного одноосного механического напряжения σ_{ab} . Как и в предыдущем случае, наблюдается anomalous поведение $\delta^*(\Delta n_{ab}) = f(T)$. Соответственно на температурной зависимости эффективного пьезооптического коэффициента π_{32}^0 наблюдаются пики (кривая 3 на рис. 2).

Анализируя полученные нами экспериментальные результаты по влиянию внешних механических напряжений на оптические свойства кристаллов Cs_2HgBr_4 и Cs_2CdBr_4 , необходимо учитывать дефектность образцов. Приложенное к реальной кристаллической системе внешнее поле, согласно [9], оказывает влияние на взаимодействие НС структуры с дефектами. НС структура искажается суммарной силой $F = F_1 + F_2 + F_3$, где F_1 — приложенная внешняя сила, F_2 — сила пиннинга со стороны дефектов, F_3 — сила упругого взаимодействия между солитонами. Предполагается, что влияние силы F , как и в случае рентгеновского облучения кристаллов [1], приводит к локальным изменениям фазы НС модуляции $\varphi(x, T)$, что обуславливает изменения в температурной зависимости пара-

метра несообразности δ . Согласно выводам термодинамической теории, изменение двулучепреломления $\delta_s^*(\Delta n_i)$ в НС фазе (за вычетом термооптического вклада исходной фазы) в первом приближении можно записать [10] как

$$\delta_s^*(\Delta n_i) = \omega_L^* \rho^2(T) + \nu_L \rho^2(T) \frac{d\varphi(x, T)}{dx}, \quad (1)$$

где ω_L^* и ν_L — постоянные, $\rho(T)$ — амплитуда параметра порядка, $\varphi(x, T)$ — фаза волны НС модуляции.

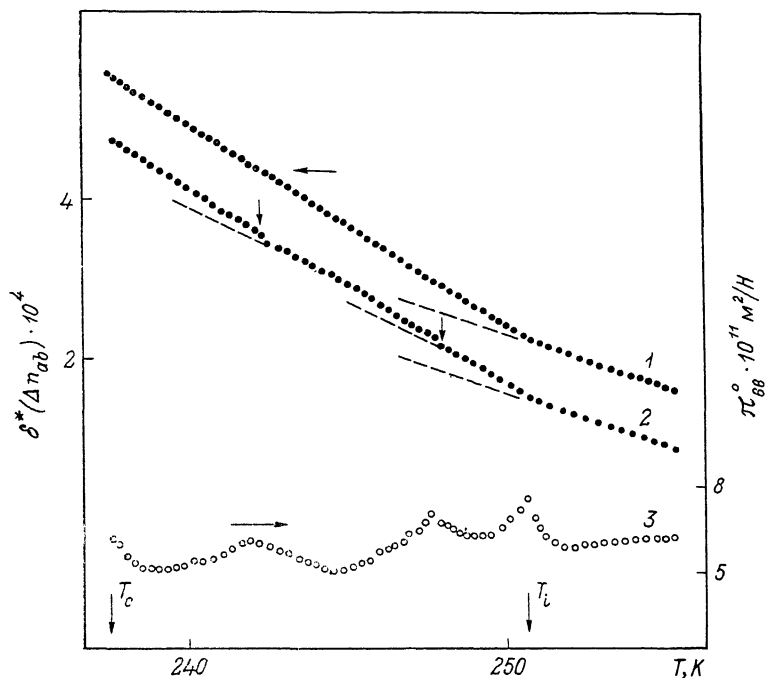


Рис. 2. Температурные зависимости изменения двулучепреломления $\delta^*(\Delta n_{ab})$ кристалла Cs_2CdBr_4 для механических напряжений $\sigma_{ab} = 0$ (1) и $1.9 \cdot 10^6 \text{ Н/м}^2$ (2). Температурная зависимость эффективного пьезооптического коэффициента π_{66}^0 для этого же кристалла (3).

Так как зависимость $\rho(T)$ является гладкой функцией [1], то аномальный характер изменения двулучепреломления внутри НС фазы объясняется вкладом второго слагаемого из (1).

Таким образом, приложение одноосного механического напряжения к кристаллам приводит к аномалиям на температурных зависимостях изменения двулучепреломления. Это, по-видимому, свидетельствует об изменении под влиянием σ_j температурной зависимости параметра несообразности δ , т. е. о преобразовании плавной зависимости $\delta(T)$ внутри НС фазы в последовательность участков локализации δ и крутого его (δ) изменения.

Список литературы

- [1] Bziouet M., Almairac R., Saint-Gregoire P. // J. Phys. C.: Solid State Phys. 1987. V. 20. N 18. P. 2635—2645.
- [2] Mashiyama H., Tanisaki S., Hamano K. // J. Phys. Soc. Japan. 1982. V. 51. N 8. P. 2538—2544.
- [3] Gesi K., Iizumi M. // J. Phys. Soc. Japan. 1982. V. 50. N 4. P. 1047—1048.
- [4] Влох О. Г., Каминский Б. В., Половинко И. И., Свелеба С. А. // УФЖ. 1988. Т. 33. № 5. С. 708—713.
- [5] Влох О. Г., Каминский Б. В., Половинко И. И., Свелеба С. А. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 6. С. 1907—1908.
- [6] Altermatt D., Arend H., Gramlich V. et al. // Acta Cryst. 1984. V. 40B. N 4. P. 347—350.

- [7] Семин Г. К., Алымов И. М., Бурбело В. М. и др. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1978. Т. 42. № 10. С. 2095—2100.
- [8] Жмурко В. С., Половинко И. И., Свелеба С. А. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1991. Т. 55. № 3. С. 491—495.
- [9] Srolovitz D. J., Eykholt R., Barnett D. M., Hirth J. P. // Phys. Rev. V. B35. N 12. P. 6107—6122.
- [10] Konak C. // Phys. Status Solidi A. 1979. V. 54. N 7. P. 99—102.

Львовский государственный университет им. И. Франко

Поступило в Редакцию
4 февраля 1991 г.
В окончательной редакции
21 мая 1991 г.

УДК 548.0 . 537.634

© Физика твердого тела, том 33, № 10, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 10, 1991

ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ МАГНИТОПЛАСТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

М. И. Молоцкий

1. В 1987 г. Альшиц и др. [1, 2] обнаружили магнитоэластический эффект (МПЭ) — заметное возрастание пластичности кристаллов при наложении магнитного поля. Этот эффект был совершенно неожиданным, так как в полях с индукцией $B \leq 2$ Тл, используемых в опытах [1, 2], энергия зеемановского взаимодействия электрона с полем $E_e = g\mu_e B \leq 2.3 \cdot 10^{-4}$ эВ на два порядка меньше тепловой энергии при комнатной температуре (μ_e — магнетон Бора, g — фактор спектроскопического расщепления). Такие поля не способны вызвать сколько-нибудь заметного сдвига и расщепления электронных состояний, изменить энергетические барьеры при движении дислокаций.

В настоящей работе сделана попытка объяснения МПЭ на основе представлений о влиянии магнитного поля на вероятность интеркомбинационных переходов (ИКП) между синглетными и триплетными состояниями радикальных пар (РП), возникающих при взаимодействии неспаренных спинов ядра дислокации с парамагнитными примесями. Отметим, что именно ИКП хорошо объясняют магнитные эффекты, наблюдаемые в радикальных химических реакциях [3].

Несмотря на интенсивные теоретические исследования магнитоспиновых эффектов в химических реакциях, проводимых в течение 20 лет, до сих пор нет последовательной теории этих явлений, учитывающей спиновую, химическую и молекулярную динамику РП. Ни один из этих элементов теоретически точно не описан. При построении теории обычно используется ряд существенных упрощений, многие из которых трудно обосновать. Единственным критерием их справедливости является способность описать наблюдаемые эффекты (см., например [4]). Поэтому при построении механизма МПЭ, который только начинают изучать, мы не можем претендовать больше чем на описание основных закономерностей явления и грубую оценку порядков величин.

2. В ядрах дислокаций различных кристаллов, в том числе в щелочных галоидах [5] и металлах [6], возможно существование ненасыщенных орбиталей с неспаренными спинами. Взаимодействие таких орбиталей с парамагнитными примесями приводит к образованию РП в синглетном (S) или триплетном (T) состоянии. Обычно S -состояние лежит ниже по энергии, и поэтому отрыв дислокации от примеси определяется энергией разрыва РП в S -состоянии. В магнитном поле становятся возможными ИКП между S - и T -состояниями, которые приводят к увеличению заселенностей T -состояний РП, обладающих значительно меньшими энергиями разрыва, что приводит к увеличению подвижности дислокаций. Переходы между со-