

- [8] Влох О. Г., Каминский Б. В., Китык А. В., Половинко И. И., Свелеба С. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 7. С. 2215—2217.
 [9] Смоленский Г. А., Боков В. А., Исупов В. А., Крайник Н. Н., Пасыков Р. Е., Сокалов А. И., Юшин Н. К. Физика сегнетоэлектрических явлений. Л.: Наука, 1985. 336 с.
 [10] Есаян С. Х. // Препринт ЛФТИ. 1985. № 964.

Львовский государственный университет
 им. И. Франко
 Львов

Поступило в Редакцию
 7 июля 1989 г.
 В окончательной редакции
 28 ноября 1989 г.

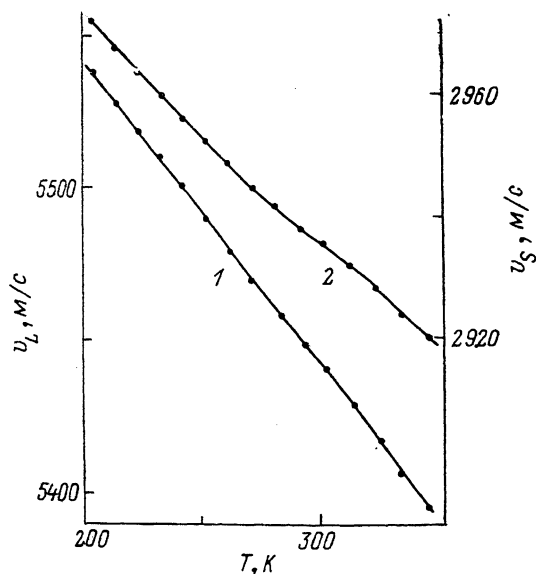
УДК 534.22

© Физика твердого тела, том 32, № 5, 1990
 Solid State Physics, vol. 32, N 5, 1990

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТЕЙ УПРУГИХ ВОЛН В МОЛИБДАТЕ КАЛЬЦИЯ

А. Н. Анненков, В. С. Борщан, А. Л. Дюков, Н. П. Качалов,
 В. Д. Лигун, О. Д. Сивкова, А. А. Щука

Монокристаллы молибдата кальция являются перспективным материалом для акустооптических устройств [1]. В ряде случаев эти устройства используются для работы в широком интервале температур [2]. В связи с этим необходимо знать температурные зависимости скоростей звука в основных направлениях молибдата кальция, используемых в акустооптике. Такие данные в литературе отсутствуют. В настоящей работе экспериментально исследованы температурные зависимости скоростей продольных и сдвиговых с поляризацией вдоль [100] волн, распространяющихся в направлении акустической оси [001] молибдата кальция, для интервала температур от 200 до 350 К.



Температурные зависимости скоростей v_L продольных (1) и v_S сдвиговых (2) упругих волн, распространяющихся в направлении [001] монокристалла молибдата кальция.

В волне 2 вектор смещения направлен вдоль [100].

Монокристаллы молибдата кальция выращивались из платинородиевых тиглей диаметром 80 мм в печи индукционного нагрева по способу [3]. Для устранения аномальной двуосности выращенные кристаллы подвергались термообработке при температуре 1200—1400 °С. Плотность кристаллов $4,3 \cdot 10^3$ кг/м³. Для измерения скорости звука были изготовлены образцы в виде прямоугольных параллелепипедов со сторонами не менее 20 мм, с гранями, ориентированными перпендикулярно кристаллографическим осям с точностью не хуже 5'. Непараллельность противоположных граней не превышала 10''.

Для возбуждения звука использовались преобразователи из ниобата лития. В качестве акустической склейки применялось силиконовое масло. Эхо-импульсная ультразвуковая установка работала на частоте 5 МГц с фиксированной фазой сигнала и позволяла измерять абсолютные значения скорости звука с точностью 0.1 %, а ее относительное изменение — с точностью 0.01 %. Температурные измерения скорости звука проводились в термостате в динамическом режиме. Скорость изменения температуры образца не превышала 0.5 К/мин. Температурные зависимости скоростей v_L продольных и v_S сдвиговых волн с поляризацией вдоль [100], распространяющихся в направлении акустической оси кристалла [001], представлены на рисунке.

По полученным данным можно рассчитать температурные зависимости упругих модулей c_{33} и c_{44} . Результаты работы могут быть использованы для оптимизации работы акустооптических устройств.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Harris S. E., Niech ST. K., Feigelson R. S. // Appl. Phys. Lett. 1970. V. 17. N 5. P. 223—225.
 [2] Tracy G. // Opt. Eng. 1980. V. 20. N 5. P. 716—717.
 [3] Антипов В. В., Анненков А. Н., Блистанов А. А. и др. // А. с. 1354790.

Новомосковский филиал
 Московского химико-технологического института
 им. Д. И. Менделеева
 Новомосковск

Поступило в Редакцию
 23 августа 1989 г.
 В окончательной редакции
 29 ноября 1989 г.

ФЕРРОМАГНЕТИЗМ В МОДЕЛИ ХАББАРДА

Ю. А. Изюмов, Б. М. Летфулов, Е. В. Шипицын

В последнее время в связи с изучением высокотемпературной сверхпроводимости значительно усилилось внимание к модели Хаббарда с сильным, но конечным по величине кулоновским отталкиванием U , т. е. при $\kappa \ll 1$, где $\kappa = t/U$, t — интеграл переноса электрона на ближайшие узлы. В этом случае вместо исходного гамильтониана Хаббарда можно использовать эффективный гамильтониан, получаемый во втором порядке теории возмущений по κ [1], который в X -операторах Хаббарда имеет вид

$$\mathcal{H} = \sum_{l\sigma} \epsilon_{\sigma} X_l^{\sigma} + t \sum_{l\Delta\sigma} X_l^{\sigma 0} X_{l+\Delta}^{0\sigma} + \kappa t \sum_{l\Delta} [X_l^{+} X_{l+\Delta}^{-} - X_l^{+} X_{l+\Delta}^{-}], \quad (1)$$

где $\epsilon_{\sigma} = -\mu - c\hbar/2$; $\sigma = \pm = \uparrow, \downarrow$; $\hbar = g\mu_B H$; H — внешнее магнитное поле; Δ — вектор, нумерующий ближайшие узлы.

Большой интерес представляет изучение магнитных свойств гамильтониана (1). Нагаока [2] показал, что при $\kappa=0$ и $T=0$ вблизи $n=1$ в ПК-решетке основное состояние ферромагнитно; позже этот результат был подтвержден в [3]. Так как результаты работы [2] справедливы в приближении $1-n \ll 1$, то ее автору не удалось получить значение критической концентрации n_c , ниже которой система становится парамагнитной. Поэтому потребовалась специальная интерполяционная процедура при расщеплении цепочки уравнений для одноэлектронной функции Грина (Рот [4]), при которой учитывались спиновые и зарядовые флуктуации на соседних узлах; при $\kappa=0$ и $T=0$ для ПК-решетки она привела к значению $n_c=0.36$. Недавно гамильтониан (1) при $\kappa=0$ был исследован в [5], где полученные общие уравнения совпадают с [4].