



сообщения
Объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

2919/2-81

15/6-81

P17-81-169

К.Родригес, В.К.Федянин

К ВОПРОСУ О ЗАВИСИМОСТИ
ЭФФЕКТИВНОЙ МАССЫ ПОЛЯРОНА
ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ
ПО ЦИКЛОТРОННОМУ РЕЗОНАНСУ

1. ВВЕДЕНИЕ

В работах^{1,2/} мы рассмотрели вопрос о зависимости эффективной массы полярона от температуры решетки. В случае низких температур было получено следующее выражение для эффективной массы $m^*(\beta)$:

$$m^*(\beta) = m \left\{ 1 + \frac{\alpha \omega^{3/2} \nu^3}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\beta} d\tau \frac{r^2 e^{-\omega \tau}}{\left[r \left(1 - \frac{r}{\beta} \right) + \frac{\nu^2 - 1}{w \nu} (1 - e^{-w \nu \tau}) \right]^{3/2}} \right\}, \quad /1/$$

где m - эффективная масса электрона в "жесткой" решетке $\beta = \frac{1}{k_B T}$, k_B - постоянная Больцмана, T - абсолютная температура решетки, ω - частота продольных оптических фононов, α - константа электрон-фононного взаимодействия. В использованной нами системе единиц, $\hbar = 1$. Вариационные параметры ν и w определяются из условия минимума свободной энергии $F(\beta)$, которая дается выражением

$$F(\beta) = \frac{3w(\nu-1)^2}{4\nu} + \frac{3}{2\beta} \left[\frac{\nu^2-1}{\nu^2} - \ln \frac{m\nu^2}{2\pi\beta} \right] -$$

$$- \frac{\alpha \omega^{3/2} \nu}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\beta} \frac{dr e^{-\omega r}}{\left[r \left(1 - \frac{r}{\beta} \right) + \frac{\nu^2-1}{w\nu} (1 - e^{-w\nu r}) \right]^{1/2}}. \quad /2/$$

Область низких температур определяется условием $e^{-\beta\omega} \ll 1$. Поскольку для полярных кристаллов $\frac{\hbar\omega}{k} \sim 300^\circ\text{K}$, то реально выражения /1/ и /2/ справедливы для довольно широкого интервала температур. На основе формул /1/ и /2/, для $m^*(\beta)$ получаем в первом порядке по степеням $1/\beta\omega$ и до второго порядка по степеням $\alpha/\text{см.}^{1/2}$ /:

$$m^*(\beta) = m \left\{ 1 + \frac{\alpha}{6} + \frac{3\alpha}{8\beta\omega} + \frac{2\alpha^2}{81} + 0,235 \frac{\alpha^2}{\beta\omega} \right\}. \quad /3/$$

Формула /3/ показывает, что при низких температурах в кристаллах с небольшими α эффективная масса полярона растет с температурой.

2. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Эффективная масса полярона измерялась в экспериментах по циклотронному резонансу в полярных кристаллах при низких тем-

пературах и слабых магнитных полях. Чтобы с уверенностью утверждать, что наблюдаются поляроны, а не голые электроны, частота циклотронного резонанса $\omega_c = eH/m^*c$ должна быть намного меньше частоты оптических фононов ω . Поэтому магнитное поле H должно быть относительно слабое /порядка 10^4 Э/. Эксперименты проведены в кристаллах $AgBr$, KBr , $CdTe$, KCl , $AgCl$, $RbCl$, RbI , KI и других ионных соединениях /см., напр., /3/. Температурная зависимость циклотронной эффективной массы исследована для $CdTe$ /4/ и для $AgBr$ /5-8/. Во всех случаях найдено, что эффективная масса растет с температурой.

Для $CdTe$ Вальдман и сотрудники /4/ наблюдали относительный сдвиг ω_c порядка 5%, когда температура решетки менялась от 4,2 до 60 К. Частота продольных оптических фононов определяется на основе экспериментов по инфракрасному поглощению и диэлектрическим свойствам с помощью соотношения Лиддейна-Сакса-Теллера. Согласно Ходби /3/, для $CdTe$, $\hbar\omega = 21,1$ МэВ. Если в формуле /3/ взять $\alpha = 0,4$ /9/, то относительный сдвиг эффективной массы будет порядка 4%.

Для $AgBr$ в экспериментах Аскарелли, Бакстера и Родригеса /5/ наблюдался сдвиг массы порядка 5% в температурном интервале от 4,2 до 19,1 К. С помощью данных Ходби /3/ ($\alpha = 1,6$, $\hbar\omega/c = 132$ см⁻¹) формула /3/ предсказывает сдвиг порядка 7%. При обсуждении своих экспериментальных данных авторы работы /5/ сделали вывод, что такой сдвиг не является поляронным эффектом, а обусловлен наличием примеси. Они аргументировали это ссылкой на то, что в экспериментах по оптическому поглощению /10/ не наблюдался сдвиг собственной энергии полярона в температурном интервале от 4,2 до 40 К. Однако надо отметить, что температурный сдвиг собственной энергии является эффектом второго порядка по $1/\beta\omega$. Из выражения /2/ следует, что собственная энергия с учетом температурной поправки дается выражением

$$E(\beta) = -\alpha\omega - \frac{\alpha^2\omega}{81} + \frac{9\alpha\omega}{32(\beta\omega)^2}. \quad /3/$$

В соответствии с /3/ относительный сдвиг в $E(\beta)$ при изменении температуры от 4,2 до 40 К для $AgBr$ будет порядка 1%. Поскольку $E \approx 29$ МэВ, наблюдение такого сдвига требует точности не менее чем 0,3 МэВ, что находится в пределах экспериментальной ошибки /10/. Тамура /8/ измерил сдвиг магнитного поля, при котором наблюдается резонанс поглощения электромагнитного излучения частоты $\omega_c = 49$ ГГц в температурном интервале 17-23 К. Он получил $\frac{\Delta H}{H} = 0,021 \pm 0,006$. При этом он использовал следующие значения параметров: $\alpha = 1,6$, $\frac{\hbar\omega}{k_B} = 200$ К. При подстановке этих величин в /3/ мы получаем относительный сдвиг эффективной массы

порядка 2%. Согласие между теорией и экспериментом можно проанализировать точнее, если на основе /1/ и /2/ рассмотреть поправки второго порядка по $1/\beta\omega$ и третьего порядка по α . Чтобы добиться оптимального согласия с экспериментальными данными, можно варьировать параметры α и m - значения, которыми мы пользовались выше, не являются в достаточной мере окончательно четко определенными. В этом смысле эксперименты по измерению циклотронной массы полярона можно рассматривать как дополнительный источник уточнения значения величины этих параметров. Заметим при этом, что хотя в разных работах и наблюдается рост эффективной массы с температурой, количественно результаты различаются /см. /7/. Имея в виду большие экспериментальные ошибки, можно сделать заключение о хорошем согласии наших результатов с экспериментальными наблюдениями.

Изменение циклотронной массы с температурой объясняется естественным образом: оно свойственно чистому кристаллу. Физическая причина зависимости эффективной массы полярона от температуры при низких температурах была указана Ходби /см. /11/. При $e^{-\beta\omega} \ll 1$ число реальных фононов в системе ничтожно, и температурную зависимость надо объяснить на основе непараболичности поляронной зоны $\epsilon(\vec{P})$, обусловленной электрон-фононным взаимодействием. Состояния с разным \vec{P} /полный импульс, который при $e^{-\beta\omega} \ll 1$ совпадает с импульсом полярона/ характеризуются эффективными массами $m^*(\vec{P}) = \hbar^2 / |d\epsilon(\vec{P})/d\vec{P}|$ и $m^*(\vec{P}) > m^*(0)$. Полярона, движущийся с малой средней скоростью \vec{v} , при конечных температурах может находиться с определенной вероятностью в состояниях с различными \vec{P} . Средняя эффективная масса будет зависеть от температуры и будет больше массы основного состояния. Такое толкование объясняет также тот экспериментальный факт, что циклотронная масса растет с увеличением "температуры" носителей заряда, обусловленным увеличением электрического поля /температура решетки при этом остается постоянной: наблюдаются "горячие" поляроны с большой кинетической энергией/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rodriguez C., Fedyanin V.K. JINR, E17-80-724, Dubna, 1981.
2. Родригес К., Федянин В.К. ОИЯИ, P17-81-8, Дубна, 1981.
3. Hodby J.W. Journ. of Phys. C: Solid State Physics, 1971, v.4, No.1, p.L-9.
4. Waldman J. et al. Phys. Rev. Lett., 1969, v.23, No.18, p.1033-1036.
5. Baxter J.E., Ascarelli G., Rodriguez S. Phys. Rev. Lett., 1971, v.27, No.2, p.100-103.

6. Tamura H., Masumi T. J.Phys.Soc.Jap., 1971, v.30, p.1763.
7. Tamura H., Masumi T. J.Phys.Soc.Jap., 1971, v.30, p.897-898.
8. Tamura H. Solid State Commun., 1972, v.10, No.3, p.297-300.
9. Kanazawa K.K., Brown F.C. Phys.Rev., 1964, v.135, No.6A, p.A1757-A1760.
10. Ascarelli G., Baxter J.E. Solid State Commun., 1972, v.10, No.3, p.315-319.
11. Hodby K.W. In: Polarons in Ionic Crystals and Polar Semiconductors. Ed. by J.T.Devreese. North Holland Publ. Co., Amsterdam, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 марта 1981 года.