

УДК 621.315.592

© 1990

К АНОМАЛИИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ЗОННЫХ ПАРАМЕТРОВ В $Cd_xHg_{1-x}Te$

Ю. О. Угрин, Е. М. Шерегий, И. М. Горбатюк, И. М. Раренко

Приведены результаты исследования поперечного магнитосопротивления в $Cd_xHg_{1-x}Te$ в импульсных магнитных полях напряженностью до 350 кЭ в области температур 65—240 К. Обнаружены серии пиков таких резонансных явлений, как магнитофононный резонанс (МФР), спин-магнитофононный резонанс (СМФР), осцилляции магнито-оже-рекомбинации (ОМОР). Показано, что расчет зонных параметров по трехзонной модели Кейна не дает хорошего согласия с экспериментом; значения g_c^* -фактора расходятся с экспериментальными данными по СМФР, а температурный коэффициент E_g значительно превышает температурный коэффициент оптической ширины запрещенной зоны. Привлечение СМФР для вычисления g_c^* -фактора снимает аномалию в температурной зависимости ширины запрещенной зоны. Поправка к g_c^* -фактору при этом составляет около 30 % при 65 К и медленно уменьшается с температурой. Уточненный таким образом набор зонных параметров хорошо удовлетворяет положениям в магнитном поле пиков ОМОР.

В работе Такита и др. [1] впервые обнаружен аномальный температурный сдвиг пиков магнитофононного резонанса (МФР) в двух составах $Cd_xHg_{1-x}Te$. Аномалия состояла в том, что этот сдвиг в сторону более высоких магнитных полей значительно больше предсказываемого трехзонной моделью Кейна (ТЗМК), если при этом использовать известную эмпирическую зависимость ширины запрещенной зоны от состава и температуры $E_g(x, T)$ [2]. Возникают вопросы: тождествен ли параметр E_g в теории Кейна экспериментально определяемой ширине запрещенной зоны по краю оптического поглощения, на чем основаны эмпирические формулы $E_g(x, T)$? Действительно, ТЗМК не учитывает электрон-фононного взаимодействия, а изменение ширины запрещенной зоны с увеличением температуры происходит за счет двух факторов — теплового уширения решетки и электрон-фононного взаимодействия. Таким образом, при интерпретации экспериментальных данных в рамках ТЗМК для $T > 0$ определяется только та часть изменения E_g с температурой, которая вызвана первым из этих двух вкладов [3]. В то же время выбор закона дисперсии электронов проводимости при интерпретации края оптического поглощения практически не влияет на участок прямых разрешенных переходов, по которому в антимониде индия обычно определяется ширина запрещенной зоны [4]. Отсюда следует, что или E_g в ТЗМК имеет значительно больший температурный коэффициент, чем определенный по краю оптического поглощения, или на температурный сдвиг пиков МФР влияют еще и другие факторы (в [1] указывается на кластерную структуру кристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$).

Поскольку положение в магнитном поле пиков МФР в одинаковой степени зависит от E_g и эффективной массы электронов на дне зоны проводимости m_c^* и в меньшей мере от g_c^* -фактора, для изучения температурных зависимостей этих параметров представляют интерес другие процессы, например спин-магнитофононный резонанс (СМФР) [5], сильно

зависящий от g_c^* -фактора, и осцилляции магнито-оже-рекомбинации (ОМОР) [6], определяемые в первую очередь шириной запрещенной зоны.

Данная работа предпринята с целью использовать СМФР и ОМОР для рассмотрения проблемы аномальности температурных зависимостей зонных параметров в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$.

1. Экспериментальные результаты

Для исследований были отобраны два образца с $x=0.196$.¹ Однородность образцов контролировалась сканированием по образцу сфокусированным лазерным лучем с одновременной регистрацией его фототовета.

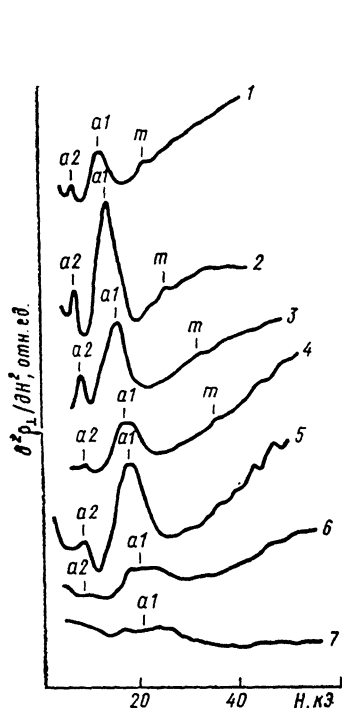


Рис. 1. Экспериментальные записи зависимости $\partial^2 \rho_{\perp} / \partial H^2$ в слабых электрических полях.

T , К: 65 (1), 77 (2), 107 (3), 129 (4), 154 (5), 193 (6), 236 (7).

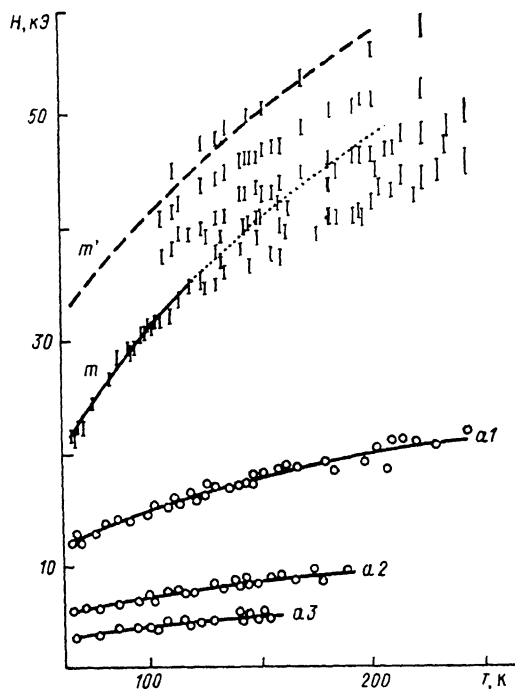


Рис. 2. Положения в магнитном поле пиков, наблюдающихся на экспериментальных записях $\partial^2 \rho_{\perp} / \partial H^2$ в слабых электрических полях.

Высота отрезков соответствует точности определения резонансного поля. Сплошные кривые проведены через экспериментальные точки. Обозначения кривых соответствуют обозначениям пиков на рис. 1. Пунктирная — экстраполяция кривой m при $T > 120$ К.

По результатам этих измерений в отобранных образцах отсутствовала кластерная структура.

Исследовалась магнитополевая зависимость поперечного магнитосопротивления $\rho_{\perp}(H)$ в импульсных магнитных полях напряженностью до 350 кЭ как в омической области электрических полей до 0.5 В/см, так и в греющих электрических полях 3—5 В/см.

На рис. 1 приведены экспериментальные записи второй производной $\partial^2 \rho_{\perp} / \partial H^2$ для области температур 65—236 К, полученные в омической области электрических полей. Здесь выделена область магнитных полей 0—60 кЭ, поскольку в более высоких магнитных полях не наблюдалось каких-либо особенностей на зависимости $\rho_{\perp}(H)$. В диапазоне 2—22 кЭ видны сильные пики (серия a), представляющие собой МФР с участием LO -фононов моды HgTe . Кроме них, в температурном диапазоне 65—100 К при $H > 22$ кЭ наблюдается пик, обозначенный нами m , ко-

¹ Состав измерен на установке СОМЕВАХ.

торый быстро сдвигается в сторону больших магнитных полей с ростом температуры. Ход этого экстремума трудно проследить при $T > 130$ К, ибо в обсуждаемой области магнитных полей появляется целая совокупность пиков, амплитуда которых сравнима с амплитудой пика m (часть из них интерпретирована как двухфононные МФР [7]). Положения в магнитном поле всех наблюдаемых пиков при различных температурах приведены на рис. 2.

На рис. 3 показаны экспериментальные записи $\partial^2 \rho_{\perp} / \partial H^2$ в неомической области электрических полей. Видно, что в этом случае в магнитных

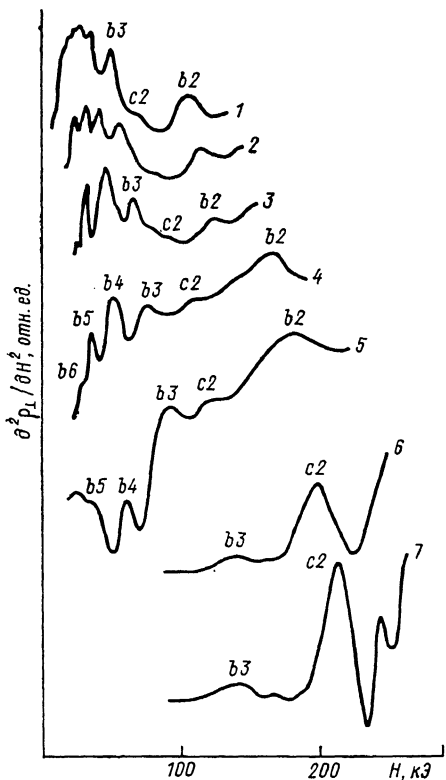


Рис. 3. Экспериментальные записи кривых $\partial^2 \rho_{\perp} / \partial H^2$ в неомической области электрических полей.

T , К: 77 (1), 82 (2), 88 (3), 105 (4), 115 (5), 163 (6), 174 (7).

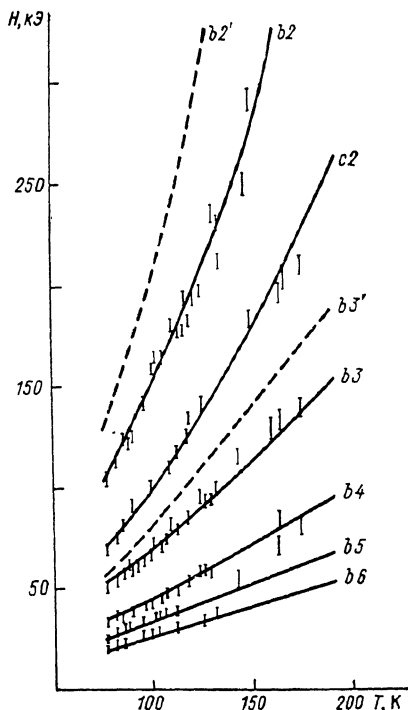


Рис. 4. Положения в магнитном поле пиков, наблюдающихся на экспериментальных записях $\partial^2 \rho_{\perp} / \partial H^2$ в неомической области электрических полей при $H > 20$ кЭ (пики ОМОР).

Сплошные кривые получены с использованием зонных параметров, уточненных с помощью СМФР; штриховые — расчет в рамках трехзонной модели Кейна; b_2, b_3, \dots, b_6 — переходы $0^+ \rightarrow N^+$ при $N=2, 3, \dots, 6$; c_2 — $0^+ \rightarrow 2^-$.

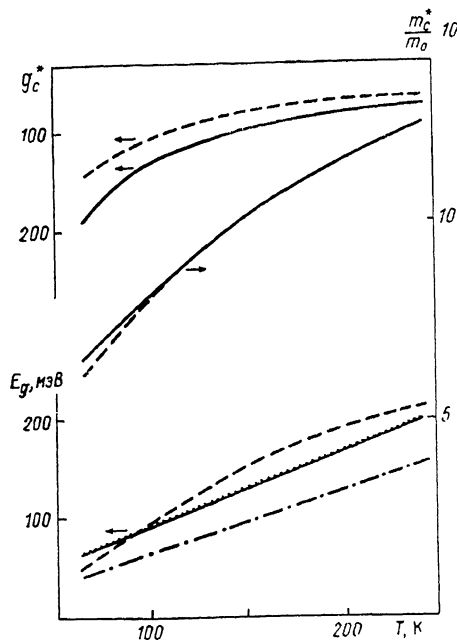
полях > 20 кЭ появляется серия пиков b , амплитуда которых не меньше амплитуды пиков МФР. Отличительной особенностью этой серии пиков является очень большой их температурный сдвиг в сторону возрастания магнитных полей. Это хорошо видно на рис. 4, где показаны положения в магнитном поле пиков серии b при различных температурах. Кроме них, наблюдается более слабый максимум, обозначенный нами c , амплитуда которого увеличивается с ростом температуры и при $T > 130$ К превосходит амплитуды пиков серии b , которые начинают затухать.

2. Обсуждение экспериментальных результатов

Спин-магнитофононный резонанс. По положению в магнитном поле пиков МФР с участием LO -фононов HgTe [$\hbar \omega_{LO}(\text{HgTe}) = 17.0$ мэВ] был проведен расчет температурных зависимостей $m_c^*(T)$

и $E_g(T)$ методом, использованным в [8], т. е. в рамках ТЗМК).² Полученные зависимости зонных параметров от температуры показаны на рис. 5 штриховыми кривыми. Видно, что $E_g(T)$, вычисленная по температурному сдвигу МФР в рамках ТЗМК, действительно растет быстрее, чем $E_g(T)$, полученная из эмпирической формулы $E_g(x, T)$ [2] (штрихпунктирная кривая), что согласуется с результатами работы [1].

Если использовать полученные температурные зависимости зонных параметров для интерпретации других наблюдаемых резонансов с участием фононов, то оказывается, что кривая спин-магнитофононного резонанса m' , т. е. перехода $0^+ \rightarrow 0^-$, не согласуется с температурным ходом ни одного из наблюдаемых максимумов. Как видно, эта кривая практически параллельна кривой m , однако сдвинута почти на 10 кЭ вверх. С другой стороны, следует ожидать, что СМФР [5, 8] как однофононный процесс лучше всего должен проявляться в температурной области 77—100 К, как и МФР. Следовательно из экспериментальных пиков, наблюдаемых при $H > 22$ кЭ, только экстремум m может быть обусловлен однофононным процессом.



гласуется с температурным ходом ни одного из наблюдаемых максимумов. Как видно, эта кривая практически параллельна кривой m , однако сдвинута почти на 10 кЭ вверх. С другой стороны, следует ожидать, что СМФР [5, 8] как однофононный процесс лучше всего должен проявляться в температурной области 77—100 К, как и МФР. Следовательно из экспериментальных пиков, наблюдаемых при $H > 22$ кЭ, только экстремум m может быть обусловлен однофононным процессом.

Рис. 5. Температурные зависимости зонных параметров $\text{Cd}_{0.196}\text{Hg}_{0.804}\text{Te}$.

Штриховые кривые — расчет в рамках трехзонной модели Кейна; сплошные рассчитаны с использованием СМФР, штрихпунктирная — $E_g(x, T)$ по формуле Хансена и др. [1], пунктирная — $E_g(x, T)$ по формуле (1).

На основании вышесказанного можно заключить, что резонанс m следует интерпретировать как СМФР, а тот факт, что его положение в магнитном поле существенно отличается от расчетных значений, свидетельствует о том, что величина g_c^* -фактора, полученная в ТЗМК, не адекватна эксперименту.³

Идентификация экстремумов m с СМФР позволяет включить его в расчет зонных параметров, определяя g_c^* -фактор из его положения в магнитном поле. Результаты вычислений приведены на рис. 5 сплошными кривыми. Видно, что если полученная таким образом эффективная масса m_c^* слабо отличается от вычисленной в рамках ТЗМК, то $E_g(T)$ существенно изменилась как по величине, так и по характеру своей зависимости от температуры и практически совпала с зависимостью $E_g(0.196, T)$, полученной по формуле [10], которая применялась также в [6]:

$$E_g(x, T) = -304 + \frac{0.63T^2}{11+T} (1 - 2x) + 1858x + 54x^2 \text{ (мэВ)}. \quad (1)$$

Эта зависимость показана на рис. 5 пунктирной линией.

Как видно, использование СМФР для определения g_c^* -фактора снимает проблему аномальности температурной зависимости ширины за-

² Как и в [1], мы не учитывали поляронной поправки к m_c^* , составляющей не более 4 % [9]. Параллельный сдвиг расчетных кривых на эту величину существенно не влияет на определяемые параметры и находится практически в пределах точности эксперимента.

³ Эта ситуация имеет место и для $n\text{-InSb}$, но тут расхождение составляет 4 %. Оно было устранено введением поправки на влияние высших зон [11].

препещенной зоны в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Температурный ход $E_g(T)$, полученный таким образом, вполне согласуется с температурным ходом ширины запрещенной зоны, определенной из измерений края оптического поглощения. Что же касается g_c^* -фактора, то расхождение между его действительным значением (рис. 5, сплошная кривая) и его величиной, определяемой в ТЗМК, слабо уменьшается с температурой. При $T=65\text{ К}$ поправка составляет около 30 %, а при $T=200\text{ К}$ — 20 %.

Осцилляции магнито-оже-рекомбинации. Осцилляции серии b на экспериментальных записях рис. 3, полученные в неомической области электрических полей, хорошо согласуются по положению в магнитном поле и температурному сдвигу с осцилляционными пиками, обнаруженными при более низких температурах для близких составов авторами [6, 12] и идентифицированными как резонансное увеличение скорости оже-рекомбинации при выполнении условия

$$E_{N^\pm} - E_{0^\pm} = E'_g + E_{0^\pm} + \varepsilon_\alpha(0), \quad (2)$$

где E_{0^\pm} , E_{N^\pm} — энергии уровней Ландау зоны проводимости, $\varepsilon_\alpha(0)$ — абсолютное значение энергии верхнего уровня Ландау зоны тяжелых дырок (магнитный сдвиг потолка валентной зоны, пропорциональный H , с коэффициентом 0.06 мэВ/кЭ), вычисленное с использованием параметров Латинжера из [13, 14], E'_g — ширина запрещенной зоны при $H=0$.

Этот тип квантовых осцилляций, предсказанный Такешимой [15] и наблюдавшийся ранее Дорнгаузом и др. [10], был назван осцилляциями магнито-оже-рекомбинации (ОМОР). Их положение в магнитном поле сильнее зависит от ширины запрещенной зоны, чем от других зонных параметров, причем правая часть равна энергии оже-перехода, поэтому мы обозначили через E'_g ширину запрещенной зоны при $H=0$, отличая ее от величины E_0 , входящей в выражение для энергии уровней Ландау.

Следуя [6], мы интерпретировали осцилляции серии b как электронные переходы $0^+ \rightarrow N^+$ третьей частицы после рекомбинации электрона и дырки ($N=2, 3, \dots, 6$), а пик $c \rightarrow 0^+ \rightarrow 2^-$, т. е. переход с переворотом спина.

Если при расчете $H_{\text{рез}}$ для ОМОР подставлять $E_g = E_g(x, T)$, где последняя определяется по формуле Хансена и др. [2], то получим неудовлетворительное согласие с экспериментальными данными как в рамках ТЗМК, так и при учете значений g_c^* -фактора, уточненных по СМФР. На рис. 4 приведены расчетные кривые $H_{\text{рез}}(T)$, полученные из уравнения (2) при подстановке в его правую часть $E_g(x, T)$ по формуле (1), причем штриховые кривые — расчет в рамках ТЗМК, сплошные кривые получены с использованием уточненных при помощи СМФР зонных параметров, т. е. тех их значений, которые показаны на рис. 5 также сплошными кривыми. Как видно, именно сплошные кривые хорошо согласуются с экспериментальными точками на рис. 4, т. е. величина E_g , входящая в уравнение для энергий уровней Ландау (уравнение Джонсона—Дикки [10]), оказалась равной в пределах точности эксперимента ширине запрещенной зоны, вычисленной по формуле (1) (по краю оптического поглощения). Именно эта величина наилучшим образом удовлетворяет положению пиков ОМОР в магнитном поле, являющихся весьма чувствительным тестом ширины запрещенной зоны.

Заметим, что в [6] согласие экспериментальных пиков и расчетных кривых в рамках ТЗМК получено путем подгонки x , что само по себе говорит о неоднозначности решения.

Таким образом, комплексное исследование температурного сдвига пиков СМФР и ОМОР, а также МФР дало возможность решить самосогласованную задачу определения температурных зависимостей зонных параметров в $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ для области $65 \div 240\text{ К}$. К проблеме аномальности этих зависимостей следует отнести следующие замечания: 1) трехзонная

модель Кейна не адекватна экспериментальным данным по g_e^* -фактору;
2) отсутствует аномалия температурной зависимости ширины запрещенной зоны.

Список литературы

- [1] Takita K., Suzuki A., Masuda K. // Sol. St. Commun. 1986. V. 58. N 3. P. 209—213.
- [2] Hansen G. L., Schmit I. L., Casselman T. N. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 10. P. 7099—7101.
- [3] Цидильковский И. М. Электроны и дырки в полупроводниках. М., 1972. 640 с.
- [4] Джонсон Е. // Оптические свойства полупроводников $A^{III}B^V$ / Под ред. Р. Виллардсона, А. Бира, М., 1970. С. 166—277.
- [5] Шерегий Е. М., Лешко О. М. // УФЖ. 1988. Т. 33. № 8. С. 1252—1255.
- [6] Takita K., Iposhi T., Sazuki A., Masuda K. // Sol. St. Commun. 1985. V. 56. N 7. P. 599—602.
- [7] Шерегий Е. М., Угрин Ю. О., Шуптар Д. Д., Лешко О. М. // Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 48. № 12. С. 615—617.
- [8] Лешко О. М., Шерегий Е. М. // ФТП. 1987. Т. 21. № 4. С. 694—699.
- [9] Можяев Е. А., Иванов-Омский В. И., Мальцева В. А., Машовец Д. В., Парфеньев Р. В. // ФТП. 1977. Т. 11. № 11. С. 2147—2152.
- [10] Weiler M. H. // Semiconductor and Semimetals / Ed. by R. K. Willardson, A. C. Beer. N. Y., 1981. V. 16. P. 180.
- [11] Jonson E. J., Dickey D. H. // Phys. Rev. 1970. V. B1. N 6. P. 2666—2692.
- [12] Takita K., Iposhi T., Masuda K. // Sol. St. Commun. 1987. V. 61. N 12. P. 817—820.
- [13] Pastor K., Grynberg M., Couder J. // Conf. Phys. Narrow-Gap Semicond. Warsawa, 1978. P. 97—101.
- [14] Weiler M. H., Aggarwal R. L., Lax B. // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. N 8. P. 3603—3607.
- [15] Takeshima M. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 11. P. 4714—4717.
- [16] Dornhaus K., Müller K.-H., Nimtz G., Shifferdecker G. // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. P. 710—713.

Дрогобычский государственный
педагогический институт им. И. Франко
Дрогобыч

Поступило в Редакцию
21 декабря 1988 г.
В окончательной редакции
11 мая 1989 г.