

0.8, по-видимому, существенное значение имеет неаддитивность рефракций компонент твердого раствора.

Полученные нами оценочные значения  $\partial(\hbar\omega_r)/\partial P$  для крайних составов по порядку величины близки к найденным из прямых измерений: для CdTe  $(1.5 \div 8.0) \cdot 10^{-11}$ , а для ZnTe  $(6.0 \div 10.4) \cdot 10^{-11}$  эВ/Па [5, 6].

Для фотоупругого коэффициента  $p_{44}$ , определяющего изменение компоненты  $\epsilon_{23}$  тензора диэлектрической проницаемости под действием деформации сдвига, имеем

$$p_{44} = - \frac{P}{n^4} \frac{\partial \epsilon_{23}}{\partial \sigma_{23}} v_0^2, \quad (5)$$

где  $\sigma_{23}$  — компонента тензора напряжения,  $v_0$  — скорость быстрой поперечной волны звука [2],  $\rho$  — плотность кристалла.

Наблюдаемую зависимость коэффициента  $p_{44}(x)$ , возрастающего практически линейно с ростом  $x$ , можно в пределах точности эксперимента согласовать с формулой (5) в предположении, что  $\partial \epsilon_{23} / \partial \sigma_{23} \approx 1.21 \cdot 10^{-10}$  Па<sup>-1</sup> и не зависит от состава. При этом существенное значение имеет зависимость  $v_0(x)$ . В формуле (5) требуется также учитывать зависимость  $n(x)$  и  $\rho(x)$ .

Представляет интерес изучение дисперсии фотоупругих коэффициентов, особенно вблизи края поглощения (для ZnTe см. [7]). Исследование дисперсии фотоупругости для рассмотренных нами составов твердых растворов представляет предмет отдельной работы.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Григорович Г. М., Илизавский Ю. В., Рувинский М. А., Щетинин В. П. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 12. С. 3671—3679.
- [2] Андрусив И. И., Григорович Г. М., Илизавский Ю. В., Рувинский М. А., Щетинин В. П. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 1. С. 252—254.
- [3] Hopfield J. J., Thomas D. G. // Phys. Rev. 1963. V. 132. N 2. P. 563—567.
- [4] Ebina A., Saito K., Takahashi T. // Appl. Phys. 1973. V. 44. N 7. P. 3659—3664.
- [5] Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках. М., 1973. 456 с.
- [6] Strössner K., Kim C. K., Cordona M. // Sol. St. Comm. 1987. V. 61. N 8. P. 275—278.
- [7] Каплянский А. А., Лозовская Н. Г. // ДАН СССР. 1965. Т. 163. № 1. С. 67—70.

Дрогобычский государственный  
педагогический институт  
им. И. Франко  
Дрогобыч

Поступило в Редакцию  
16 ноября 1988 г.  
В окончательной редакции  
22 июня 1989 г.

УДК 537.311

Физика твердого тела, том 31, в. 12, 1989  
Solid State Physics, vol. 31, № 12, 1989

## ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННОЕ РАССЕЯНИЕ В БЕРИЛЛИИ

С. В. Варюхин, В. С. Егоров

Зависимость удельного сопротивления от температуры  $\rho(T) \propto \tau^{-1}$  ( $\tau$  — время релаксации) для металлов без магнитных примесей может быть представлена в виде  $\rho(T) = \rho(0) + \rho_{ee} + \rho_{ep}$ , где  $\rho(0)$  — остаточное сопротивление,  $\rho_{ee} = AT^2$  и  $\rho_{ep} = BT^5$  — вклады от электрон-электронного и электрон-фононного рассеяния. Выделение члена  $\rho_{ee}$  затруднено тем, что не всегда выполняется классический закон Блоха-Грюнайзена  $\rho_{ep} \propto T^5$ , так как эффективность малоуглового рассеяния вблизи брэгговских плоскостей значительно больше и степень понижается. Кроме того, в области температур, где член  $\propto T^2$  должен стать превалирующим, величина  $\rho_{ee}$  сравнима с погрешностью в определении  $\rho(0)$  и только использование специальной высокочувствительной измерительной техники позволило вы-

делить  $\rho_{ee}$  для непреходных металлов [1]. В данной работе продемонстрировано, что для компенсированных металлов с замкнутой поверхностью Ферми эта задача может быть решена сравнительно просто и с большой точностью. Для таких металлов в поперечном относительно тока в образце сильном магнитном поле  $\omega\tau \gg 1$  ( $\omega = eH/mc$  — циклотронная частота) сопротивление возрастает на несколько порядков. Если считать, что время релаксации  $\tau$  не изменяется в магнитном поле, а это имеет место постольку, поскольку вероятность рассеяния электрона на примесях и фононах не зависит от кривизны его траектории или, другими словами, выполняется известное правило Колера, то в этом случае магнитосопротивление  $\rho_H \sim \sim \rho (\omega\tau)^2$  и для его обратной величины получим

$$\rho_H^{-1}(T) = F(H) \rho(T) = F(H) [\rho(0) + \rho_{ee} + \rho_{ep}] = \rho_H^{-1}(0) + F(H) [\rho_{ee} + \rho_{ep}],$$

где  $F(H)$  — функция только магнитного поля. Для относительного изменения проводимости в магнитном поле имеем

$$[\rho_H^{-1}(T) - \rho_H^{-1}(0)]/\rho_H^{-1}(0) = [\rho_{ee} + \rho_{ep}]/\rho(0) = AT^2/\rho(0) + BT^5/\rho(0). \quad (1)$$

Таким образом, можно полностью отделить электрон-электронный вклад в рассеяние от электрон-фононного вклада при измерении  $\rho_H(T)$ . При этом измеряемая величина возрастает в  $(\omega\tau)^2$  раз, что существенно увеличивает точность измерений. Кроме того, если выполняется закон Блоха—Грюнайзена, то полученные константы  $A$  и  $B$  соответствуют таковым в нулевом магнитном поле.

В данной работе описанная процедура была проведена на примере бериллия. Бериллий — компенсированный металл с замкнутой поверхностью Ферми, с максимальной среди металлов температурой Дебая  $\sim 1400$  К. Поэтому у него минимальный фононный вклад в сопротивление при низких температурах и соответственно больший по сравнению с другими металлами относительный вклад электрон-электронного рассеяния. Но при  $H=0$  температурная зависимость  $\rho(T)$  для бериллия заметно отличается от классического закона Блоха—Грюнайзена, а именно  $\rho(T) \propto T^{3.7}$ , что объясняется увеличением эффективности малоуглового рассеяния электронов вблизи брэгговских плоскостей [2]. Это затрудняет корректное разделение различных вкладов в рассеяние. Однако, как показано ранее [3], в сильном магнитном поле эффективность малоуглового рассеяния существенно зависит от взаимной ориентации  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{C}$  ( $\mathbf{C}$  — гексагональная ось кристалла) и при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{C}$  наблюдается классическая зависимость сопротивления от температуры — закон Блоха—Грюнайзена. В этом случае описанная выше процедура представляется вполне корректной.

Образец бериллия представлял собой монокристалл с характерными размерами  $3.5 \times 0.2 \times 0.05$  мм и имел отношение сопротивлений  $\alpha = \rho(300)/\rho(4.2) \approx 160$ . Ось  $\mathbf{C}$  перпендикулярна току в образце, магнитное поле  $H = 62.5$  кЭ и  $\mathbf{H} \perp \mathbf{C}$ . Величина магнитосопротивления  $\rho_H(4.2)/\rho(4.2) \approx \approx 200$ . Измерения проводились четырехконтактным способом в интервале температур  $2 < T < 70$  К.

На рисунке представлены результаты измерений сопротивления образца в магнитном поле  $R_H(T)$  в координатах  $[\rho_H^{-1}(T) - \rho_H^{-1}(2)]/\rho_H^{-1}(2) T^2 \equiv \xi$  от  $T^3$ . Видно, что в этих координатах экспериментальные данные описываются линейной зависимостью во всем интервале температур. Другими словами, аналогично (1)  $[\rho_H^{-1}(T) - \rho_H^{-1}(2)]/\rho_H^{-1}(2) = = \bar{A}T^2/\rho(0) + \bar{B}T^5/\rho(0)$ . Так как чистого бериллия  $\rho(300) = 3.5 \cdot 10^{-6}$  Ом·см, то  $\rho(0) = 2.2 \cdot 10^{-8}$  Ом·см. Отсюда  $\bar{A} = 1.0 \cdot 10^{13}$  Ом·см·К<sup>-2</sup>,  $\bar{B} = 4.2 \cdot 10^{-18}$  Ом·см·К<sup>-5</sup>. Отсутствие расчетов и экспериментов по определению электрон-электронного вклада в сопротивление бериллия не позволяет на данном этапе сравнить полученные нами результаты. Тем не менее естественно предположить, что  $\bar{A} \sim A$ , если магнитное поле не влияет существенно на процессы электрон-электронного рассеяния. Об аналогичном сравнении  $\bar{B}$  и  $B$  в данном случае говорить не приходится, так как в отсутствие маг-

нитного поля, как отмечалось выше, имеет место зависимость  $\rho \sim T^{3.7}$ , что является результатом сложения всех процессов рассеяния электронов на фононах, в том числе перебросов вблизи брэгговских плоскостей. Тем не менее сама полученная константа  $\tilde{B}$  имеет вполне реальный физический смысл, так как определяет вклад в рассеяние электронов на фононах без учета процессов переброса.

Таким образом, информация, получаемая при измерении магнитосопротивления, предоставляет нетривиальную возможность разделения различных вкладов в процессы рассеяния электронов в металлах. При этом необходимо учитывать, что вклад от электрон-электронного рассеяния зависит от наличия в образце анизотропных рассеивающих центров (например, дислокаций) [1]. Рассеяние на примесях также может приводить к появлению зависящего от температуры вклада  $\propto T^2$  в области низких температур [4].

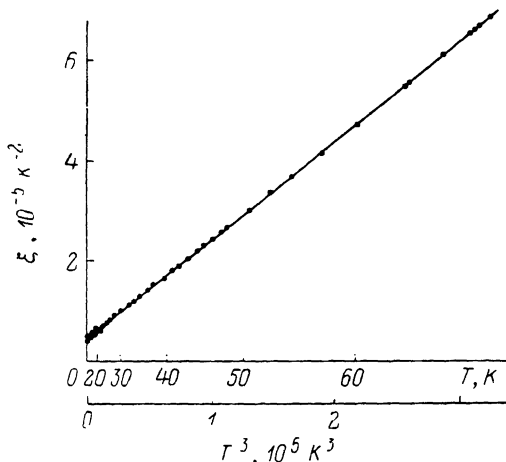
Интересно отметить, что полученный коэффициент  $\tilde{A}$  для бериллия имеет тот же порядок величины, что и найденный в [5] коэффициент  $A$  для меди. Полученный там же для меди коэффициент  $B$  больше в  $\sim 100$  раз  $\tilde{B}$  для бериллия, что определяется аномально большой температурой Дебая бериллия.

#### Список литературы

- [1] Kaveh M., Wiser N. // J. Phys. F: Met. Phys. 1982. V. 12. N 5. P. 935—950.
- [2] Варюхин С. В., Егоров В. С. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. № 2. С. 597—606.
- [3] Варюхин С. В., Егоров В. С. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 33. № 1. С. 35—37.
- [4] Жернов А. П. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 2. С. 570—574.
- [5] Омеляновский О. Е., Заварицкий Н. В., Личкова Н. В., Матвеев В. Н. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 2 (8). С. 700—713.

Институт атомной энергии  
им. И. В. Курчатова  
Москва

Поступило в Редакцию  
17 апреля 1989 г.  
В окончательной редакции  
29 июня 1989 г.



Температурная зависимость магнитосопротивления  $R_H(T)$  монокристалла бериллия в поле  $H=62.5$  кЭ.

## ЭКСИТОННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ГЕКСАГОНАЛЬНОГО СЕЛЕНИДА ЦИНКА

А. А. Бережная, П. Н. Занадворов, Ю. А. Степанов

Кристаллы селенида цинка существуют в одной из двух кристаллических модификаций: кубической (ZB) или гексагональной (W), что определяется условиями их выращивания. Наиболее изученной является ZB-модификация селенида цинка. В данной работе исследованы спектры