

ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ С ПЕРЕМЕННОЙ ДЛИНОЙ ПРЫЖКА В КОМПЕНСИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ CdTe : Cl

Н. В. Агринская, А. Н. Алешин

В работах [1, 2] в кристаллах CdTe, легированных мелкими донорами ($N_D \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и компенсированных собственными дефектами решетки (вакансиями Cd—V_{Cd}), в области температур 20—40 К наблюдалась прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка, удовлетворяющая закону Мотта [3].

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp[-(T_0/T)^{1/4}], \quad (1)$$

$$T_0 = \beta^4 / k g (\mu) a^3. \quad (2)$$

Выражение (1) было выведено в предположении конечной и постоянной плотности состояний на уровне Ферми — $g(\mu)$. В настоящее время, однако, известно, что в разупорядоченных полупроводниках в окрестности уровня Ферми существует щель в плотности состояний, связанная с кулоновским взаимодействием локализованных электронов. При этом низкотемпературная прыжковая проводимость описывается выражением [4]

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp[-(T_1/T)^{1/2}], \quad (3)$$

$$T_1 = \beta e^2 / k \kappa a, \quad \beta = 2.8, \quad (4)$$

где a — радиус локализации состояний на уровне Ферми; κ — диэлектрическая постоянная; k — постоянная Больцмана.

Закон изменения проводимости (3) наблюдался в целом ряде сильно легированных и компенсированных (СЛК) кристаллических [4, 5] и в отдельных аморфных [5, 6] полупроводниках. Тот факт, что в СЛК кристаллах CdTe закон (3) не наблюдался, может быть связан с двумя обстоятельствами: недостаточно низкой температурой измерений и малой шириной кулоновской щели Δ по сравнению с оптимальной полосой энергий, в которой происходят прыжки $\Delta \epsilon$. Соответствующие параметры определяются выражениями [4]

$$\Delta \epsilon = (kT)^{3/4} / [g(\mu) a^3]^{1/2}, \quad \Delta = e^3 [g(\mu)]^{1/2} / \kappa^{3/2}. \quad (5), (6)$$

Температура T_c , соответствующая равенству $\Delta \epsilon = \Delta$, должна отделять две температурные области: при $T < T_c$ проводимость должна осуществляться по состояниям параболической кулоновской щели, при $T > T_c$ преобладает проводимость моттовского типа. Приравнявая (5) и (6), получаем для T_c

$$kT_c = g(\mu) e^4 a / \kappa^2 = 4\Delta^2 / kT_1. \quad (7)$$

Однако экспериментально такой переход ни в кристаллических, ни в аморфных полупроводниках не наблюдался. С ростом температуры обычно наблюдается переход от прыжковой проводимости, описываемой законом (1) или (3), к проводимости с постоянной энергией активации [4].¹

Целью настоящей работы являлось исследование характера температурной зависимости прыжковой проводимости в СЛК кристаллах CdTe : Cl.

Исходная концентрация доноров (Cl_{Te}) в некомпенсированных кристаллах составляла $5-7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Образцы компенсировались акцепторными дефектами V_{Cd} с помощью высокотемпературного отжига в вакууме [2].

¹ В работе [7] сообщалось о наблюдении перехода от закона (1) к закону (3) в пленках $\alpha\text{-Si} : \text{Mn}$. Однако представленные в работе данные, на наш взгляд, не вполне убедительны, поскольку этот переход наблюдался при столь высокой температуре ($T > 77 \text{ K}$), где $kT > \Delta$.

Измерения проводились четырехзондовым методом в диапазоне температур 300—1.7 К. С целью исключения возможного разогрева ток через образец поддерживался 10^{-5} — 10^{-6} А.

На рис. 1 представлены температурные зависимости проводимости двух образцов с концентрацией электронов при $T=300$ К: 1 — $1.5 \cdot 10^{17}$, 2 — $6 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. На кривых, построенных в масштабе $\lg \sigma \sim T^{-1/4}$ для обоих образцов, видно спрямление зависимости $\sigma(T)$ в интервале температур 20—4.0 К; в области 4.0—3.0 К заметен переход к более резкой зависимости. На кривых, построенных в масштабе $\lg \sigma \sim T^{-1/2}$, спрямление $\sigma(T)$ наблюдается при низких температурах 8—1.7 К, а при более высоких T наблюдается заметное отклонение. Такое поведение кривых $\sigma(T)$ можно интерпретировать как переход от проводимости, описываемой законом (3), к проводимости моттовского типа, происходящий при повышении темпе-

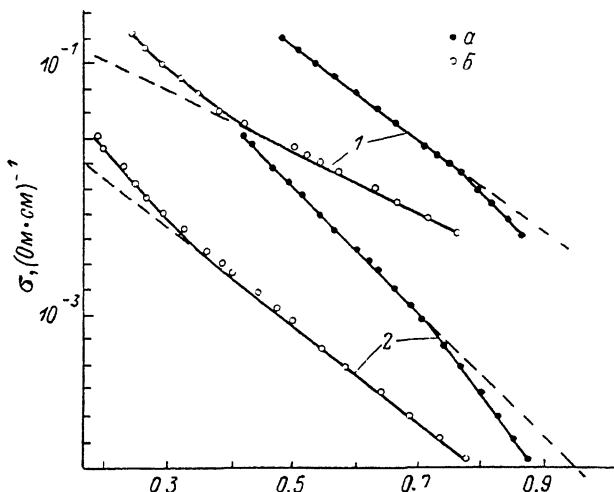


Рис. 1. Температурная зависимость проводимости образцов № 1, 2.

Номер кривой соответствует номеру образца. $a - (1/T)^{1/4}$, $b - (1/T)^{1/2}$.

ратуры. Область перехода, как видно из рис. 1, оказывается достаточно широкой: $T_c = 3 \div 6$ К для образца № 1 и 4—8 К для образца № 2.

На рис. 2 построены рассчитанные из кривых $\lg \sigma \sim T^{-1}$ температурные зависимости приведенной энергии активации $\omega = \partial \lg \sigma / \partial T$. Область перехода здесь видна более четко: $T_c = 5.5 \div 6$ К для образца № 1 и $T_c = 7 \div 8$ К для образца № 2. Если предположить, что наблюдаемый перегиб в зависимостях $\sigma(T)$ связан с переходом от закона (1) к закону (3), то, используя наклоны зависимости $\sigma(T)$ в разных масштабах, можно определить параметры T_1 и T_c ; тогда, используя выражения (4) и (7), можно определить Δ , κ , a . Для расчета κ и a использовалось уравнение $g(\mu) = n/\gamma$, где при небольших степенях компенсации K в качестве γ бралась высокотемпературная энергия активации. Полученные результаты вместе с параметрами исследованных образцов приведены в таблице.

Номер образца	n_{300} , см $^{-3}$	T_0 , К	T_1 , К	T_c , К	Δ , эВ	κ	$a \cdot 10^{-2}$, см	$g(\mu)$, эВ $^{-1}$ ·см $^{-1}$
1	$1.5 \cdot 10^{17}$	$6 \cdot 10^3$	45	6	$8 \cdot 10^{-4}$	62	270	10^{19}
2	$6 \cdot 10^{16}$	$1.4 \cdot 10^4$	107	8	$1.4 \cdot 10^{-3}$	34	200	$3 \cdot 10^{18}$

Заметные отклонения полученных значений κ и a от соответствующих величин в слабелегированных образцах ($\kappa=10$, $a_B=50$ Å) можно объяснить близостью исследованных образцов к переходу металл—диэлектрик.

В кристаллах CdTe, легированных мелкими донорами, при $K=0$ переход металл—диэлектрик в соответствии с критерием Мотта [3] ($N_c^{1/3}a \sim 0.25$) происходит при $N_c = 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³. С ростом компенсации N_c должно возрастать $N_c = N_{c0} (1-K)^{-2}$ [4]. Как показано в работе [8] на примере компенсированного Ge, по мере ослабления локализации, т. е. приближения n к N_c , обнаруживается эффект схлопывания щели вследствие ослабления кулоновского взаимодействия. При этом критическое поведение таких параметров, как a и χ , описывается формулами скейлингового типа

$$a = a_0 (1 - n/N_c)^{-\nu}, \quad \chi = \chi_0 (1 - n/N_c)^{-\xi}. \quad (8)$$

Сложность интерпретации наших результатов состоит в неизвестной величине K . Эта неопределенность связана с технологией введения компенсирующих дефектов V_{Cd} , которые в процессе охлаждения кристалла после отжига могут образовывать комплексы с донорами Cl_{Te} . Это приводит к уменьшению K и N_b . Если предположить, что вследствие комплексообразования N_b уменьшилось в два раза, то $N_b \sim (2 \div 3) \cdot 10^{17}$ см⁻³ и $K \approx$

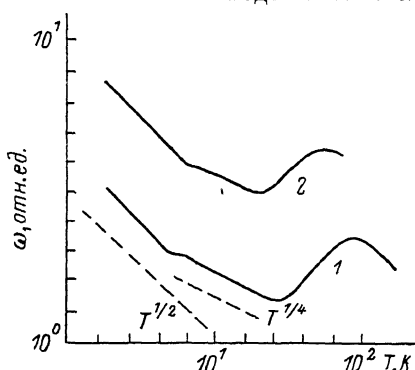


Рис. 2. Температурная зависимость приведенной энергии активации $\omega = \partial \ln \sigma / T \partial T$ для образцов № 1 и 2.

≈ 0.25 в образце № 1 и $K \approx 0.7$ в образце № 2. Следовательно, образец № 1 находится в состоянии, близком к переходу металл—диэлектрик ($n/N_c \approx 0.5$). Более компенсированный образец № 2 находится на диэлектрической стороне далеко от перехода ($n/N_c \approx 0.08$); в этом случае кулоновская щель должна быть больше, что и наблюдается. Однако значения χ и a для этого образца все же больше χ_0 и a_B . Это несоответствие можно объяснить корреляцией в расположении примесей, которая не учитывается теорией прыжковой проводимости, но является очень существенной в широкозонных компенсированных полупроводниках [2].

Несмотря на указанное несоответствие, для обоих образцов наблюдается хорошее совпадение величин $g(\mu)a^3$, рассчитанных из параметра T_0 по высоко температурным участкам $\sigma(T)$ и величины $g(\mu)a^3$, определенной из параметров Δ и T_1 по низкотемпературным участкам $\sigma(T)$, что указывает на правильность интерпретации наблюдаемого в зависимости $\sigma(T)$ перегиба.

Таким образом, в компенсированных кристаллах CdTe:Cl на диэлектрической стороне перехода металл—диэлектрик в температурной зависимости проводимости обнаружен переход с понижением температуры — от прыжковой проводимости моттовского типа к прыжковой проводимости, обусловленной кулоновским взаимодействием локализованных носителей заряда.

В заключение авторы выражают благодарность А. Л. Эфросу и И. С. Шлимаку за полезные обсуждения результатов.

Список литературы

- [1] Агринская Н. В., Крымова Е. Д. // ФТП. 1972. Т. 6. № 9. С. 1783—1786.
- [2] Агринская Н. В., Матвеев О. А. // ФТП. 1975. Т. 9. № 11. С. 2190—2193.
- [3] Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1982. 663 с.
- [4] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979. 413 с.
- [5] Mebius A. J. // J. Phys. C. Sol. St. Phys. 1985. V. 18. N 24. P. 4639—4670.
- [6] Алешин А. Н., Гуц З. А., Ионов А. Н., Шлимак И. С. // ФТП. 1986. Т. 20. № 3. С. 390—393.

[7] Дауреченский А. В., Дравин В. А., Якимов А. И. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 2. С. 401—403.

[8] Забродский А. Г., Зиновьев К. Н. // ЖЭТФ. 1984. Т. 86. № 2. С. 727—742.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
19 мая 1989 г.

УДК 537.312.62

Физика твердого тела, том 31, в. 11, 1989
Solid State Physics, vol. 31, N 11, 1989

РЕЗОНАНСНЫЕ СВОЙСТВА КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В МОНОКРИСТАЛЛАХ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

О. В. Мисочко

Нерезонансное комбинационное рассеяние (КР) света дает информацию о низкоэнергетических возбуждениях кристаллов. Эта информация, содержащаяся в сдвиге частоты, поляризации и волновом векторе рассеянного фотона, в основном относится к состояниям, которые имеют диапазон энергий 1—100 мэВ. Резонансное КР позволяет исследовать спектр возбуждений кристаллов в диапазоне энергий порядка энергий самих фотонов. Данные о резонансных свойствах КР в высокотемператур-

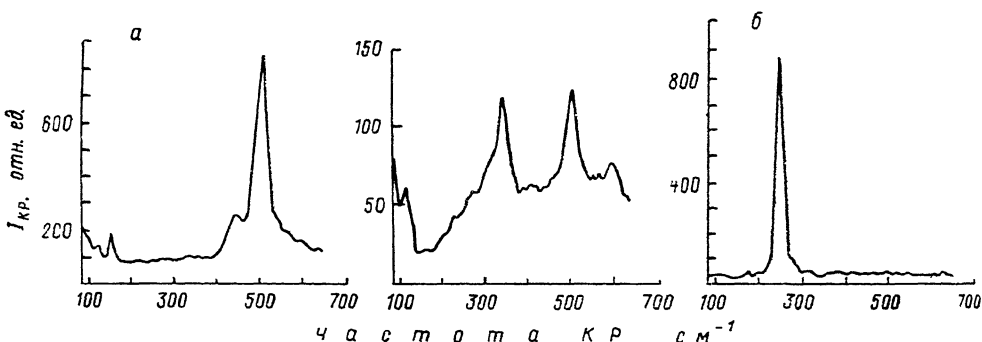


Рис. 1. Поляризованные спектры КР кристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (D_{2h}^1 , $x \leq 0.1$) (а) и BaF_2 (б). $\hbar\omega_{\text{возб}} = 2.54$ эВ.

а — $X(ZZ)X$ (вверху), $X(YY)X$ (внизу); б — $e_L \parallel e_S$.

ных сверхпроводниках полностью отсутствуют. В связи с этим представлялось необходимым исследовать зависимость интенсивности КР от энергии фотонов как для выяснения микроскопического механизма рассеяния, так и для установления диапазона энергий, в котором сигнал КР имеет максимум.

Монокристаллы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ были выращены по стандартной технологии [1]. Критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние составляла 92 К при ширине перехода ≈ 1 К. Монокристаллы имели орторомбическую симметрию D_{2h}^1 и содержали большое количество двойников с осью двойникования [110]. Дефицит кислорода x в образцах определялся по позиции КР-линии полностью симметричных колебаний мостикового кислорода [2]. Для исследованных образцов $x \leq 0.1$. Наличие в спектре КР-линий с частотой ≈ 600 см^{-1} (рис. 1) указывает, что в исследованных кристаллах заполнение позиции мостикового кислорода отлично от единицы [3].