ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТАНТ ДЕФОРМАЦИОННОГО ПОТЕНЦИАЛА В HgCdTe

Германенко А. В., Ларионова В. А.

Экспериментально исследован эффект Холла в узкощелевом полупроводнике n-$Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x=0.168\pm0.001$) с концентрацией нескомпенсированных доноров $N_A-N_D=1\cdot10^{14}$ см$^{-3}$ в температурном интервале 4.2—100 К при одноосном сжатии χ до 4.5 кбар в магнитном поле до 1 кЭ. Из анализа зависимостей коэффициента Холла от давления в области собственной проводимости определены константы деформационного потенциала $d=(-3.5\pm0.4)$ эВ и $b=(-0.8\pm0.2)$ эВ.

В последнее время появилось много работ, посвященных исследованию деформационных эффектов в бесщелевых и узкощелевых полупроводниках HgCdTe [1-5]. Для надежной интерпретации экспериментальных результатов необходимо знать константы, описывающие влияние деформации на энергети-

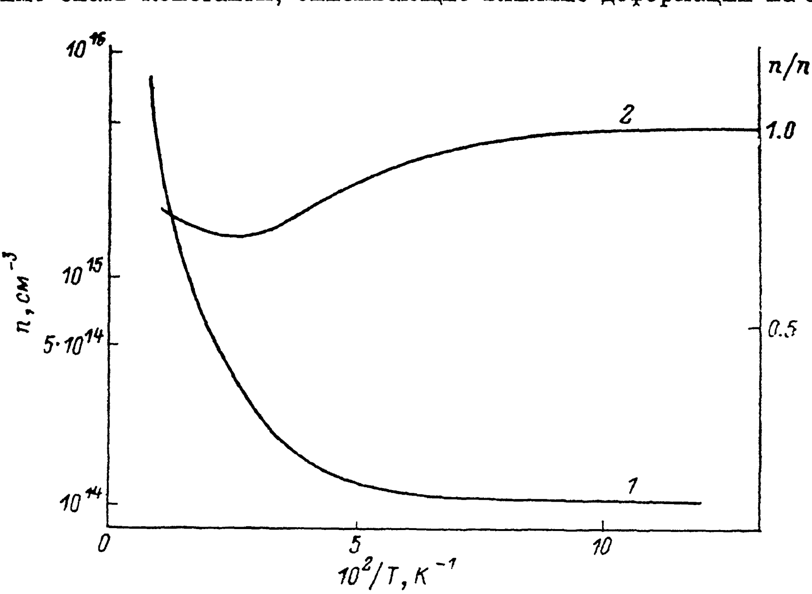

Рис. 1. Температурная зависимость концентрации свободных электронов. χ, кбар: 1 — 0; 2 — 2.5.

ческий спектр кристалла: компоненты тензора упругой податливости и константы деформационного потенциала. Если упругие постоянные известны с высокой точностью [6], то разброс встречающихся в литературе констант деформационного потенциала очень велик. Так, крайние значения константы d, описывающей расщепление валентной зоны при приложении одноосного давления вдоль направления [111], различаются приблизительно в 6 раз [2, 4]. В настоящей работе показано, что возможность получать материалы HgCdTe с малой (в том числе и нулевой) шириной запрещенной зоны с низким содержанием примеси ($\approx 10^{14}$—10^{15} см$^{-3}$) позволяет достаточно просто определить эти константы по изменению при деформации образца концентрации свободных электронов в области собственной проводимости.

В работе исследован эффект Холла в n-$Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x=0.168 \pm 0.001$) с концентрацией нескомпенсированных доноров $N_A - N_D = 1 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$ в температурном интервале 4.2—100 К при одноосном сжатии до 4.5 кбар в магнитном поле до 1 кЭ (в отсутствие давления исследования проводились при $T=4.2$—300 К и $H < 250$ кЭ). Состав образцов определялся методом рентгеновского микроанализа. Определенная этим методом величина x хорошо описывает результаты туннельной спектроскопии в магнитном поле [7] и температурную зависимость концентрации свободных электронов.

Анализ полевых зависимостей коэффициента Холла (R) в магнитных полях до 250 кЭ показал, что во всей области температур R определяется свободными

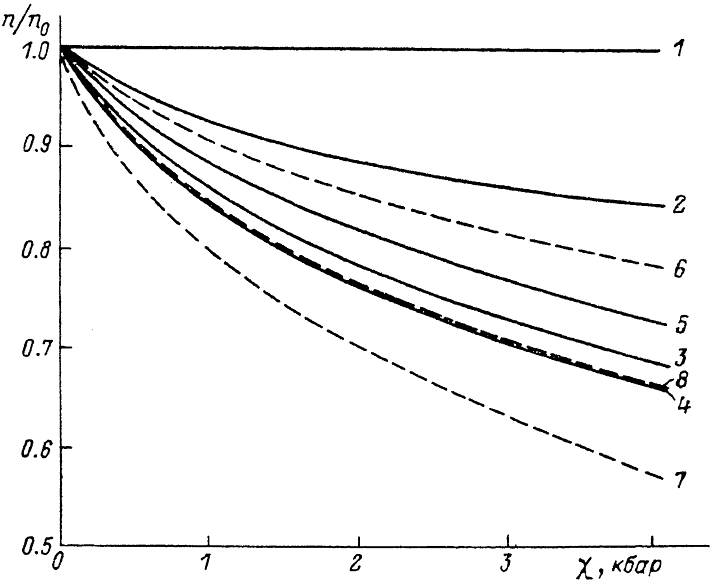

Рис. 2. Экспериментальные (*1*—*5*) зависимости концентрации электронов от приложенного давления.

T, К: *1* — 4.2; *2* — 20; *3*, *4* — 50; *5* — 90. *1*, *2*, *4*, *5* — $\chi \parallel [011]$, *3* — $\chi \parallel [111]$. *6*—*8* — результаты теоретического расчета. Δ_ε, мэВ/кбар: *6* — 6.0; *7* — 3.7; *8* — 4.7.

электронами, и поэтому для определения их концентрации (n) можно пользоваться простым соотношением $n \simeq (eR)^{-1}$.

Температурные зависимости $n(T) = [eR\,(100\ Э)]^{-1}$ имеют обычный для узкощелевых полупроводников n-типа вид (рис. 1). При $T < 20$ К концентрация электронов не зависит от температуры и равна концентрации нескомпенсированных доноров. При $T > 20$ К наблюдается увеличение концентрации свободных электронов, связанное с их переходом в область собственной проводимости.

Как видно из рис. 2, зависимости $n(\chi)$ одинаковы при $\chi \parallel [111]$ и $\chi \parallel [011]$. При низких температурах, как и следовало ожидать, концентрация электронов не меняется с давлением, поскольку $n = (N_A - N_D)$. В области собственной проводимости n падает, так как изменяются плотность состояний и расстояние между зоной проводимости и валентной зоной.

Полученные результаты проанализированы в $\mathbf{k}\hat{\mathbf{p}}$-модели энергетического спектра полупроводника с учетом деформации [8] в приближении $\Delta \gg \varepsilon$, E_g, где Δ — величина спин-орбитального расщепления. В этом случае задача о нахождении закона дисперсии сводится к определению собственных значений матрицы 6×6. Влияние деформации в этой модели при приложении одноосного сжатия вдоль высокосимметричных направлений учитывается двумя (без учета отсутствия центра инверсии) константами. Одна из них описывает изменение расстояния в точке $\mathbf{k}=0$ от зоны проводимости до центра валентной зоны и равна 1/3 части барического коэффициента ширины запрещенной зоны при гидростатическом давлении $\beta''=\beta'/3=(C_1-a)(S_{11}+2S_{12})\chi$; вторая, обозначаемая обычно Δ_ε, описывает расщепление валентной зоны в точке k=0. Она для $\chi \parallel [001]$, [111] соответственно равна $|b|(S_{11}-S_{12})\chi$, $(1/2\sqrt{3})\,|d|\,S_{44}\chi$. Здесь S_{ij} — компоненты тензора упругой податливости, a, C_1, b, d — константы деформационного потенциала. Детальный анализ зависимости $n(\chi)$ был проведен для $T=50$ К, поскольку при этой температуре наблюдаются максимальные изменения концентрации электронов с давлением (рис. 1). Из сравнения экспериментальных зависимостей $n(\chi)$ с теоретическими, полученными из уравнения электронейтральности $n+N_A^-=N_D^++p$, где p, n — концентрации электронов и дырок, рассчитанные с использованием плотности состояний деформированного полупроводника, была определена константа Δ_ε, которая как для $\chi \parallel [011]$, так и для $\chi \parallel [111]$ оказалась равной 4.7 мэВ/кбар, что при использовании упру-

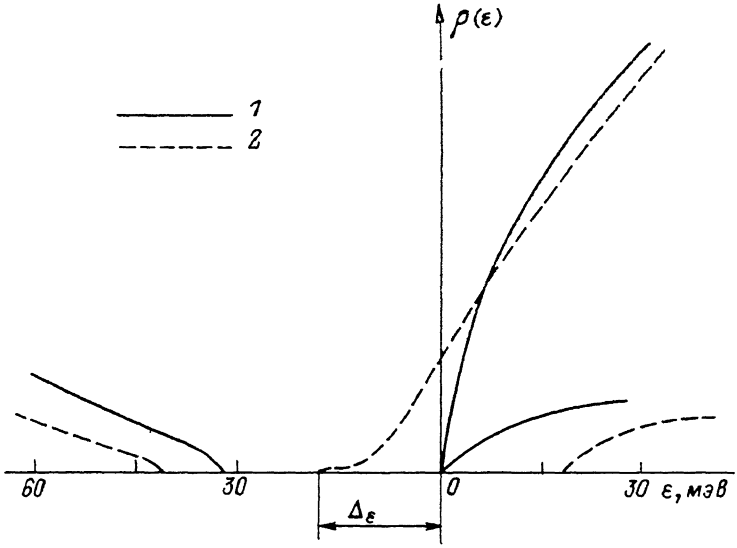

Рис. 3. Плотность состояний валентной зоны и зоны проводимости.
χ, кбар: *1* — 0; *2* — 2.0.

гих постоянных $S_{11}=4.176\cdot10^{-3}$, $S_{12}=-1.7\cdot10^{-3}$, $S_{44}=4.7\cdot10^{-3}$ кбар$^{-1}$ [6] дает $d=-3.5$ эВ, $b=-0.8$ эВ. С этими значениями хорошо описываются зависимости $n(\chi)$ во всем температурном интервале. В расчетах использованы следующие параметры: матричный элемент оператора импульса $P=8.2\cdot10^{-8}$ эВ·см, эффективная масса тяжелой дырки $m_h=0.44\,m_0$, барический коэффициент ширины запрещенной зоны $\beta=8.5$ мэВ/кбар [9] и зависимость $E_g(x, T)$ [10]. Чтобы выяснить чувствительность полученных констант к параметрам m_h и β, которые для этих материалов известны с невысокой точностью, были проведены расчеты для набора параметров из интервала встречающихся в литературе значений $\beta=8$—12 мэВ/кбар и $m_h=(0.3$—$0.8)m_0$ [9]. Оказалось, что это вносит ошибку в определение констант b и d не более 10 %.

Таким образом, значения констант деформационного потенциала составляют $d=(-3.5\pm0.4)$ эВ, $b=(-0.8\pm0.2)$ эВ.

Следует отметить одну важную, с нашей точки зрения, особенность. Используя найденные константы, легко видеть, что с ростом давления происходит уменьшение энергетической щели между валентной зоной и зоной проводимости. Несмотря на это, концентрация собственных электронов уменьшается. Такое поведение $n(\chi)$ связано с радикальным изменением плотности состояний валентной зоны при одноосной деформации: вблизи потолка зоны она оказывается настолько малой (рис. 3), что при высоких температурах эти состояния не дают существенного вклада в концентрацию свободных носителей.

Строго говоря, в настоящей работе независимо определена лишь одна константа d, поскольку мы, к сожалению, не располагали образцами, ориентированными вдоль оси [001]. Константу b удалось получить из анализа экспериментальных данных, полученных ранее при $\chi \parallel [001]$ на бесщелевых ($E_g = -40$ мэВ) p-HgCdTe с $N_A \approx 10^{15}$ см$^{-3}$ [11]. При одноосном сжатии из-за понижения симметрии в этих материалах появляется запрещенная зона. Вместе с изменением плотности состояний это приводит к падению концентрации свободных электронов, которое в области собственной проводимости в значительной степени определяется величиной расщепления зоны Γ_8 в точке $\mathbf{k}=0$ и практически не зависит от концентрации акцепторов и степени компенсации. Обработка результатов дала значение константы $b = (-1.0 \pm 0.1)$ эВ, что с учетом погрешности совпадает со значением, полученным в n-HgCdTe в ориентации [001].

Список литературы

[1] Takita K., Onabe K., Tanaka S. // Phys. St. Sol. (b). 1979. V. 92. N 1. P. 297—306.
[2] Якунин М. В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1452—1461.
[3] Yoshizaki R., Tanaka S. // J. Phys. Soc. Japan. 1977. V. 42. N 5. P. 1601—1608.
[4] Гасан-заде С. Г., Ромака В. А., Сальков Е. А., Шепельский Г. А. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 11. С. 2066—2071.
[5] Takita K., Tanimura N., Tanaka S. // Proc. 12 Int. Conf. Phys. Semicond. Stuttgart, 1974. P. 1152—1156.
[6] Miller A. J., Saunders G. A., Yogurtcu Y. K., Abey A. E. // Phil. Mag. A. 1981. V. 43. N 6. P. 1447—1471.
[7] Зверев Л. П., Кружаев В. В., Миньков Г. М., Рут О. Э. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. В. 4. С. 1163—1173.
[8] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 640 с.
[9] Tsidilkovski I. M., Harus G. I., Shelushinina N. G. // Adv. Phys. 1985. V. 34. P. 43—174.
[10] Hansen G. L., Schmit J. L., Casselman T. N. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 10. P. 7099—7101.
[11] Германенко А. В., Миньков Г. М., Румянцев Е. Л., Рут О. Э. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. В. 1. С. 242—254.

Уральский государственный
университет им. А. М. Горького
Свердловск

Получена 25.04.1990
Принята к печати 18.06.1990