

ПЛАЗМЕННЫЙ РЕЗОНАНС СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА И ОЦЕНКА НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ МАТЕРИАЛА $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Белогорохов А. И., Белогорохова Ж. И., Белов А. Г.,
Рашевская Е. П.

В рамках модели Кейна проведен расчет некоторых зонных параметров материала $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ состава $0.165 \leq x \leq 0.3$. Для получения экспериментальных данных и сравнения их с расчетными выбран круг экспериментов, в рамках которого без привлечения подзонных параметров и без использования результатов, почерпнутых из других источников, на одних и тех же образцах определены эффективные массы электронов на дне зоны проводимости и на уровне Ферми, матричный элемент взаимодействия V - и C -зон, $P_{CV} = 9.0 \cdot 10^{-8}$ эВ·см, параметры затухания плазменных колебаний, совпадающие с обратным временем релаксации для объемного материала, и эффективная масса тяжелых дырок $m_{HH}^* = 0.78m_0$. Использовались монокристаллические образцы n - и p -типа электропроводности с различной концентрацией носителей заряда. Проведено сравнение полученных данных с результатами работ других авторов.

Определение параметров зонной структуры твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ представляет самостоятельный интерес как в чисто научном отношении (построение модели зонной структуры вещества), так и в сугубо практическом плане для разработки методов контроля различных параметров материала. В настоящей работе проведено подробное исследование явления плазменного резонанса в узкозонных полупроводниковых растворах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, на основании результатов которого получены оценки некоторых параметров материала: эффективной массы электронов и тяжелых дырок для различных составов и температур; матричного элемента, характеризующего взаимодействие V - и C -зон, P_{CV} , времени релаксации электронов по квазимпульсу (τ_e) и некоторых других.

Отличительной чертой данной работы является то, что поставленная задача решалась самосогласованно, т. е. все расчеты производились по модели Кейна с учетом непараболичности зон, а экспериментальные данные получены в рамках замкнутой системы экспериментов, проведенных на одних и тех же образцах с учетом одних и тех же приближений.

Для решения поставленной задачи были использованы следующие экспериментальные методы: регистрация спектров отражения в дальней инфракрасной области спектра $10\text{--}5000 \text{ см}^{-1}$ для исследования плазменных эффектов; эффект Холла для определения концентрации свободных носителей заряда (кроме этого, с помощью метода геликонных волн контролировалась однородность образцов по электрофизическим параметрам — концентрации и подвижности носителей заряда). Состав x образцов определялся по положению края собственного поглощения.

Для оптических измерений использовался фурье-спектрометр IFS-113v («BRUKER», ФРГ), оснащенный проточным гелиевым криостатом («Oxford Instruments»).

В работе исследовались монокристаллические образцы твердого раствора $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ состава $0.165 \leq x \leq 0.3$ n - и p -типа проводимости с концентрацией носителей заряда $n = 5 \cdot 10^{13} \div 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $p = 2 \cdot 10^{14} \div 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при $T = 77.3 \text{ К}$.

Образцы представляли собой плоскопараллельные пластины толщиной от 100 мкм до 1 мм. Перед измерениями образцы подвергались химико-механической полировке и травлению в травителе $\text{Br}_2/\text{CH}_3\text{OH}$ для удаления нарушенного слоя. Свойства образцов n -типа проводимости приведены в таблице.

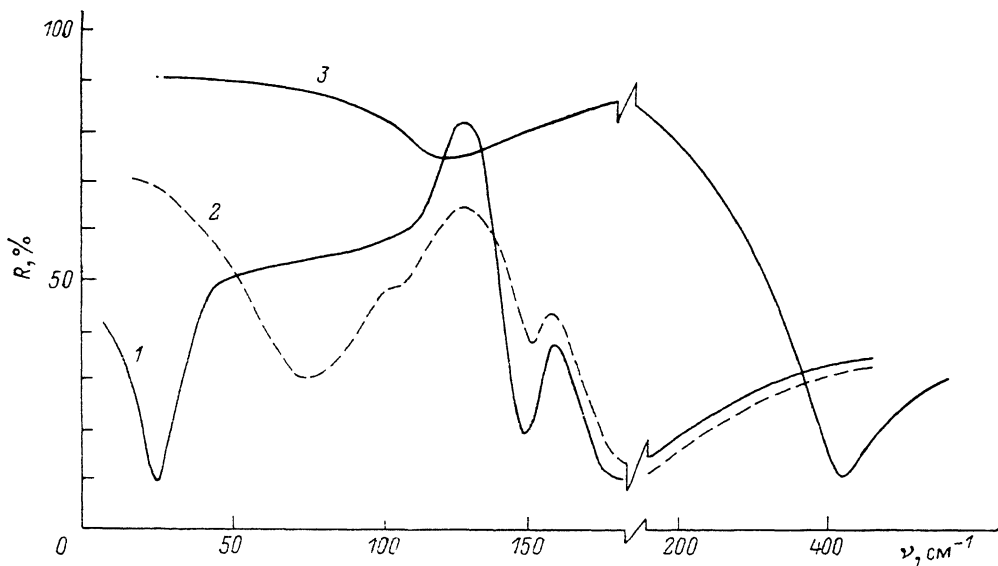


Рис. 1. Спектры отражения материала $\text{Cd}_{0.2}\text{Hg}_{0.8}\text{Te}$ с различной концентрацией носителей заряда.

n , см^{-3} : 1 — $4.1 \cdot 10^{14}$; 2 — $6.0 \cdot 10^{14}$; 3 — $4.2 \cdot 10^{17}$.

Экспериментальные результаты по исследованию коэффициента отражения $R(\omega)$ в материале n - и p -типа электропроводности показаны на рис. 1 и 2 соот-

Экспериментальные и расчетные параметры образцов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$
 n -типа электропроводности типа $T=77.3\text{ K}$

№ образца	$n \cdot 10^{-14}$, см^{-3}	$\mu \cdot 10^{-6}$, $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	x	ω_{min} , см^{-1}	γ_p , см^{-1}	ϵ_{∞}	ϵ_0
1	1.26	1.60	0.210	10.0	4.2	12.4	16.1
2	2.80	2.78	0.210	17.5	8.2	12.4	16.0
3	5.80	3.11	0.210	21.0	9.5	12.4	16.0
4	0.62	1.57	0.210	7.2	3.5	12.4	16.0
5	4.32	4.28	0.190	20.5	6.7	12.6	16.4
6	2.40	3.86	0.190	15.5	6.0	12.6	16.4
7	32.0	2.10	0.200	50.5	17.0	12.5	16.1
8	51.0	2.01	0.200	61.3	15.0	12.4	16.1
9	14.0	2.60	0.200	34.8	11.0	12.5	16.1
10	126.0	1.85	0.200	88.8	15.0	12.5	16.1

(Продолжение таблицы)

№ образца	$c^* \cdot 10^4$	$\langle \tau_k \rangle_{\text{opt}} \cdot 10^{13}$, с	$\langle \tau_k \rangle_{\text{el}} \cdot 10^{13}$, с	$m_{eF}^*/m_0 \cdot 10^3$	E_g , мэВ	θ_{opt}	$\theta_{\text{эл}}$
1	4.61	0.13	3.03	6.96	98.00	2.37	0.57
2	4.87	6.47	5.27	7.08	98.23	2.13	1.74
3	5.85	5.58	5.89	7.35	98.23	2.21	2.33
4	5.32	0.15	2.98	6.89	98.23	2.06	0.40
5	4.37	7.92	8.11	5.51	74.06	3.06	3.13
6	4.63	8.84	7.32	5.32	74.06	2.58	2.14
7	5.55	3.12	3.98	7.23	83.07	2.97	3.79
8	6.00	3.54	3.81	7.83	83.07	4.09	4.40
9	5.11	4.82	4.93	6.67	83.07	3.16	3.23
10	7.06	3.54	3.51	9.23	83.07	5.93	5.88

ответственно. Для теоретического описания экспериментальных данных была использована осцилляторная модель, в рамках которой выражение для диэлектрической проницаемости среды запишется так:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} \left[1 + \sum_j \frac{4\pi\rho_j}{\varepsilon_{\infty}} \frac{\omega_{Tj}^2}{\omega_{Tj}^2 - \omega^2 - i\omega\gamma_j} - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma_p)} \right], \quad (1)$$

где ω_p — частота плазменных колебаний, γ_p — параметр их затухания, ε_{∞} — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, ω_{Tj} и γ_j — соответственно частота и параметр затухания j -го колебания фонона, $4\pi\rho_j$ — сила j -го осциллятора.

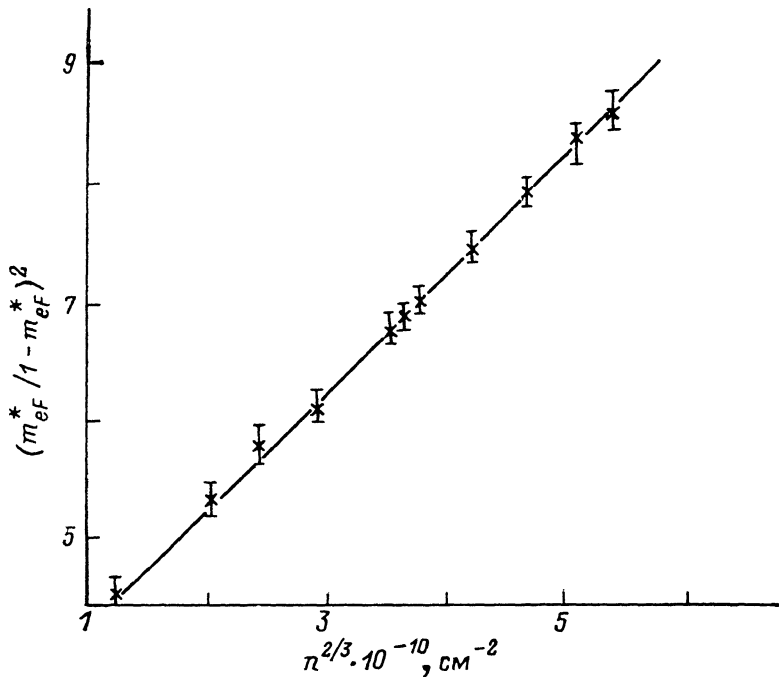


Рис. 2. Зависимость $(m_{eF}^*/(1-m_{eF}^*))^2 = f(n^{2/3})$ для состава $x=0.200$ и $T=77.3$ К.

Коэффициент отражения при нормальном падении света на образец можно, в свою очередь, записать в виде [1]

$$R(\omega) = \left| \frac{\sqrt{\varepsilon(\omega)} - 1}{\sqrt{\varepsilon(\omega)} + 1} \right|^2, \quad (2)$$

где $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega)$. Для функций $\varepsilon_1(\omega)$ и $\varepsilon_2(\omega)$ в случае одноэлектронного приближения при квантовом рассмотрении справедливы следующие соотношения [2, 3]:

$$\varepsilon_1(\omega) = \varepsilon_{\infty} - 4\pi e^2 \left(\frac{n}{m_{eF}^*} \right) \left\langle \frac{\tau_{\kappa}^2}{1 + \omega^2 \tau_{\kappa}^2} \right\rangle, \quad (3)$$

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{4\pi e^2}{\omega} \left(\frac{n}{m_{eF}^*} \right) \left\langle \frac{\tau_{\kappa}}{1 + \omega^2 \tau_{\kappa}^2} \right\rangle. \quad (4)$$

Здесь n — концентрация носителей заряда, а для τ_{κ} полагаем $\langle \tau_{\kappa} \rangle \sim 1/\gamma$,

$$\langle \tau_{\kappa} \rangle = \frac{\int_0^{\infty} \tau_{\kappa} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) E^{3/2} dE}{\int_0^{\infty} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial E} \right) E^{3/2} dE}, \quad (5)$$

где f_0 — равновесная функция распределения носителей заряда по энергии. С помощью формул (1) и (2) по экспериментальным спектрам отражения $R(\omega)$ мы определяли значения частоты, соответствующей минимуму коэффициента отражения в области плазменных колебаний ω_{\min} с учетом параметра затухания γ_p , а также значения ϵ_∞ [4].

Далее мы рассчитывали концентрации электронов n , легких p_L и тяжелых p_H дырок, задавая положение уровня Ферми E_F в запрещенной и разрешенных зонах материала по формулам

$$n = \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}\pi^2} \frac{(kTE_g)^{3/2}}{P_{CV}^3} {}^0L_0^{3/2} \left(\frac{E_F}{kT}, \frac{kT}{E_g} \right), \quad (6)$$

$$p_L = \frac{\sqrt{3}}{2\sqrt{2}\pi^2} \frac{(kTE_g)^{3/2}}{P_{CV}^3} {}^0L_0^{3/2} \left(-\frac{E_F + E_g}{kT}, \frac{kT}{E_g} \right), \quad (7)$$

$$p_H = \frac{8\pi}{3h^3} (2m_{HH}^*kT)^{3/2} F_{3/2} \left(-\frac{E_F + E_g}{kT} \right). \quad (8)$$

Здесь $F_{3/2}$ и ${}^0L_0^{3/2}$ — соответственно одно- и двухпараметрические интегралы Ферми, k — постоянная Больцмана, E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника, h — постоянная Планка. Подставляя рассчитанные для различных E_F , отсчитываемых от дна зоны проводимости, наборы значений n , p_L и p_H в формулу для коэффициента Холла при наличии трех типов носителей

$$R_X = \frac{1}{e} \frac{[(\mu_L/\mu_H)^2 A_L p_L + A_H p_H / (\mu_e/\mu_H)^2 A_e n]}{[(\mu_L/\mu_H) p_L + p_H + (\mu_e/\mu_H) n]^2}, \quad (9)$$

мы получили значения R_X , соответствующие известным значениям n , p_L , p_H . Здесь μ_L , μ_H , μ_e , A_L , A_H , A_e — соответственно подвижности легких и тяжелых дырок и их холл-факторы.

В дальнейшем по этим табличным данным мы определяли по экспериментально измеряемым значениям R_X наборы концентраций n , p_L и p_H в наших образцах для случая трех типов носителей.

Перейдем теперь к оценке эффективной массы электронов на дне зоны проводимости и определению матричного элемента C - V -взаимодействия P_{CV} . Для решения этой задачи использовались спектры отражения образцов n -типа проводимости с достаточно высокой концентрацией носителей заряда, чтобы обеспечить положение уровня Ферми на расстоянии порядка $3kT$ выше дна зоны проводимости. В квазигармоническом приближении, т. е. в предположении, что время релаксации τ_k не зависит от частоты, можно преобразовать выражения в угловых скобках в (3) и (4):

$$\left\langle \frac{\tau_k}{1 + \omega^2 \tau_k^2} \right\rangle \simeq \frac{\langle \tau_k \rangle}{\omega^2 \langle \tau_k \rangle^2 + 1}. \quad (10)$$

Полагая далее $dR/d\Theta = 0$, где $\Theta = \omega_{\min} \langle \tau_k \rangle$, с помощью (3), (4) и (10) можно получить уравнение Ляйдена [5] для определения эффективной массы электрона на уровне Ферми

$$(m_{eF}^*)^3 - \frac{3\epsilon_\infty - 1}{4\epsilon_\infty(\epsilon_\infty - 1)} \frac{\Theta^{-2} + 5 + 8\Theta^2}{1 + 3\Theta^2} c^* (m_{eF}^*)^2 \frac{3\epsilon_\infty - 2}{2\epsilon_\infty(\epsilon_\infty - 1)^2} \times \\ \times \frac{1 + 2\Theta^2}{1 + 3\Theta^2} (c^*)^2 m_{eF}^* + \frac{1}{4\epsilon_\infty(\epsilon_\infty - 1)^2 (1 + 3\Theta^2)} (c^*)^3 = 0. \quad (11)$$

Здесь $c^* = 4\pi e^2 n / (m_0 \omega_{\min})$.

Отметим, что метод Ляйдена применим при любых значениях параметра Θ . Недостатком является необходимость использования значений $\langle \tau_k \rangle$, относящихся к объему материала, тогда как свет взаимодействует с носителями заряда в тонкой приповерхностной области, где их подвижность, как правило, оказывается меньшей, чем в объеме, вследствие структурных искажений в приповерхностном слое. Ошибка в определении m_{eF}^* по методу Ляйдена не превышает 13% [5], если рассеяние носителей заряда происходит на акустических или

оптических фононах при температуре выше дебаевской при любой степени вырождения. Превалирующий механизм рассеяния носителей заряда можно определить по наибольшему вкладу данного механизма в подвижность μ .

Для значений μ и n приведенных в таблице образцов доминирует рассеяние на оптических фононах и структурных несовершенствах решетки [6]. Поэтому точностной параметр в определении m_{eF}^* на серии наших образцов не превышает 13%. На наш взгляд, погрешность можно еще уменьшить, если устранить недостаток метода Ляйдена, а именно получить значение $\langle \tau_k \rangle_{opt}$, относящееся к приповерхностному слою, т. е. из оптических измерений. В данной работе проведены оценки $\langle \tau_k \rangle_{opt}$ по результатам исследований плазменного резонанса в дальней инфракрасной области спектра согласно разработанному в работе [4] принципу. Результаты расчета также представлены в таблице, где введено различие между $\langle \tau_k \rangle_{opt}$ и $\langle \tau_k \rangle_{el}$. Как видно из таблицы, эти величины находятся в удовлетворительном согласии между собой, когда степень вырождения $\geq 3 kT$. При меньших концентрациях носителей заряда становятся существенными другие механизмы рассеяния.

Полученные значения m_{eF}^* также приведены в таблице.

Для установления связи m_{eF}^* с массой электронов на дне зоны проводимости m_{e0}^* мы использовали модель Кейна [7], согласно которой закон дисперсии для зоны проводимости запишется в виде

$$E = E' + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} \left[1 + a^2 A' + b^2 M + c^2 L' + \frac{1}{5} (b^2 - 2c^2) (L' - M - N') \right]. \quad (12)$$

Здесь параметр a определяет вклад базисных S -функций в волновую функцию зоны проводимости, параметры b и c описывают вклады различных компонент базисных функций p -типа.

Числа A' , M , L' и N' определяют эффекты влияния вышележащих зон. E' есть решение уравнения

$$(E' + E_g) \left[E' (E' + E_g) (E' + E_g + \Delta_{so}) - k^2 P_{CV}^2 \left(E' + E_g + \frac{2}{3} \Delta_{so} \right) \right] = 0, \quad (13)$$

где Δ_{so} — энергия спин-орбитального расщепления.

Зависимость эффективной массы от энергии в случае сферических изоэнергетических поверхностей, но при неквадратичном законе дисперсии $E(\mathbf{k})$, определяется согласно выражению

$$m_{e0}^* = \hbar^2 k (dE/dk)^{-1}. \quad (14)$$

Для сферических изоэнергетических поверхностей $k^3 = 3\pi^2 n$, тогда эффективная масса на уровне Ферми m_{eF}^* определяется выражением

$$m_{eF}^* = m_{e0}^* \left[1 + \frac{2(3\pi^2)^{2/3} \hbar^2}{E_g m_{e0}^*} n^{2/3} \right]^{1/2}. \quad (15)$$

Из соотношения (15) по известным значениям m_{eF}^* , n и E_g можно определить m_{e0}^* . Значения E_g определялись по краю основного поглощения, а данные по концентрации электронов — из эффекта Холла. Результаты расчета показаны на рис. 3, где нанесены также данные, полученные авторами работ [6, 8-17]. Как видно из рисунка, наблюдается хорошее согласие наших данных с результатами работ других авторов.

На рис. 4 приведено положение E_F в зависимости от состава x материала и температуры T , рассчитанное по результатам настоящей работы.

Уравнение (15) может быть использовано и для определения величины матричного элемента P_{CV} . Для этого перепишем (15) в удобной для дальнейшего анализа форме, используя соотношение

$$m_{e0}^* = \frac{3\hbar^2 E_g}{4P_{CV}^2},$$

$$\left(\frac{m_{eF}^*}{m_0} \right)^2 = \frac{9\hbar^4 E_g^2}{16m_0 P_{CV}^4} \left(1 + \frac{8\pi^{2/3} P_{CV}^2}{\sqrt{3} E_g^2} n^{2/3} \right). \quad (16)$$

Если теперь построить график функции $(m_{eF}^*/1 - m_{eF}^*)^2 = f(n^2)$, то угол наклона будет пропорционален величине $8\pi^{1/2} P_{CV}^2 / \sqrt{3} E_g^2$, а на оси ординат при $n=0$ эта прямая отсечет отрезок, пропорциональный E_g^2 / P_{CV}^2 . На основании этих

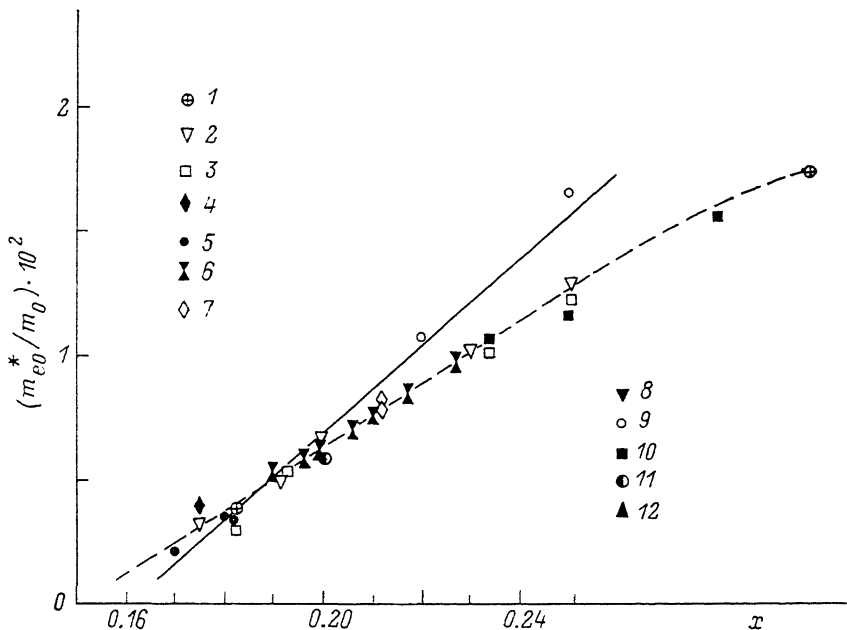


Рис. 3. Зависимость эффективной массы электронов на дне зоны проводимости от состава x . Для сравнения приведены данные работ: 1 — [6], 2 — [8], 3 — [2], 4 — [10], 5 — [11], 6 — данные настоящей работы, 7 — [12], 8 — [13], 9 — [14], 10 — [15], 11 — [16], 12 — [17].

простых соображений можно определить значение P_{CV} . В качестве примера на рис. 2 показана концентрационная зависимость m_{eF}^* для состава $x=0.20$ и

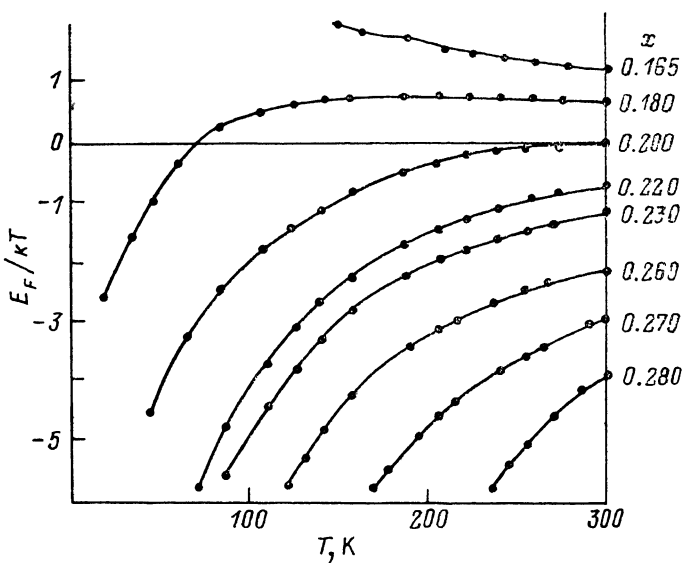


Рис. 4. Зависимость положения приведенного уровня Ферми от состава и температуры.

$T=78$ К. Аналогичный расчет был проделан и для составов $0.165 \leq x \leq 0.3$ и $77.3 \leq T \leq 300$ К. В результате было получено значение $P_{CV}=9.0 \cdot 10^{-8}$ эВ·см, которое является константой для указанных диапазонов составов и температуры и хорошо согласуется с данными работ [18, 19].

Хотелось бы остановиться на предлагаемом способе определения упомянутых выше параметров, заключающемся в самосогласованном рассмотрении процессов плазменного резонанса в полупроводниках с узкой запрещенной зоной. Часто для оценки величины P_{cv} используются следующие соотношение [20]:

$$P_{cv} = \left[\frac{1}{3} \left(3 + \gamma_1^L + 4\gamma_2^L + 6\gamma_3^L + 6\tilde{k}^L + \frac{3}{2} \eta \right) \left(\frac{\hbar^2 E_g}{2m_0} \right) \right]^{1/2} \quad (17)$$

и функциональная зависимость

$${}^1/3\gamma_1 - {}^2/3\gamma_2 - \gamma_3 + \tilde{k} = -{}^2/3 - {}^1/2q, \quad (18)$$

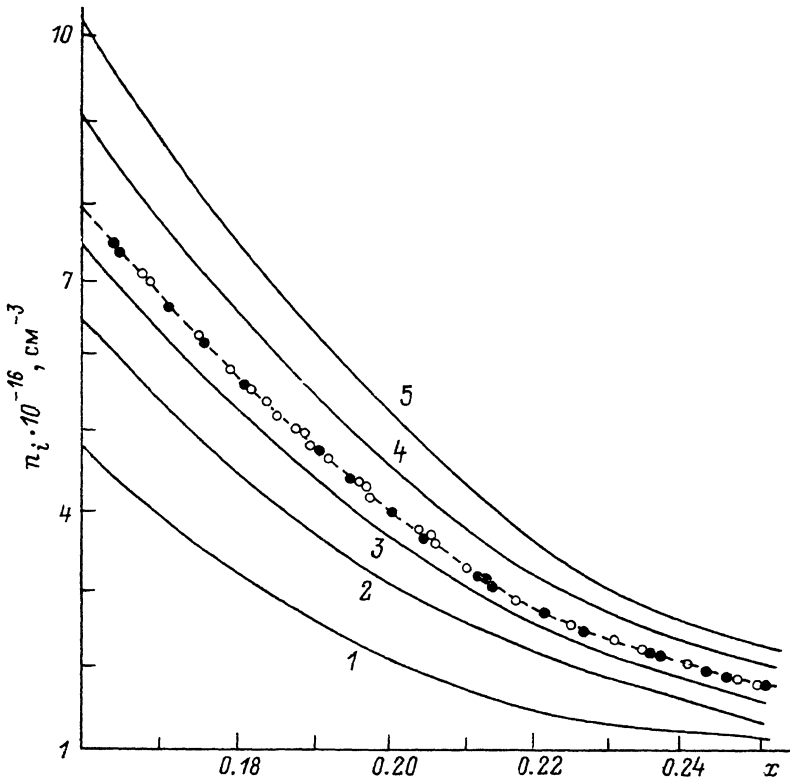


Рис. 5. Зависимость собственной концентрации свободных носителей заряда n_i от состава x ($T=295$ К).

Расчет 1 - $m_{HH}^* = 0.3m_0$; 2 - $m_{HH}^* = 0.5m_0$; 3 - $m_{HH}^* = 0.7m_0$; 4 - $m_{HH}^* = 0.9m_0$; 5 - $m_{HH}^* = 1.2m_0$. Точки - экспериментальные данные, штриховая линия соответствует значению $m_{HH}^* = 0.78m_0$.

где

$$\gamma_1 = \gamma_1^L - \frac{E_p}{3E_g}, \quad \gamma_2 = \gamma_2^L - \frac{E_p}{6E_g}, \quad \gamma_3 = \gamma_3^L - \frac{E_p}{6E_g}, \quad E_p = \frac{2m_0 P_{cv}^2}{\hbar^2}. \quad (19)$$

Параметры γ_1 , γ_2 , γ_3 , \tilde{k} , q введены Латинджером и позволяют описать энергетический спектр зон в квадратичном по квазиимпульсу $\mathbf{k}'r$ приближении, причем они связаны с константами A' , M , L' и N' , введенными в (12), следующим образом:

$$\frac{\hbar^2}{2m_0} (\gamma_1 - 1) = \frac{1}{3} (L' + 2M), \quad \frac{\hbar^2}{2m_0} \gamma_2 = \frac{1}{6} (L' - M), \quad \frac{6\hbar}{m_0} (\gamma_3^2 - \gamma_2^2) = \frac{1}{3} [N' (L' - M)]. \quad (20)$$

В полупроводниках с малой величиной E_g взаимодействие зон с S - и p -симметриями (значительно более существенное, чем взаимодействие с другими зонами) сильно уменьшает анизотропию энергетических поверхностей, поэтому полагают $\gamma_2 = \gamma_3 = \gamma$.

Значения величин γ_1 , γ_2 , γ_3 и \tilde{k} , как правило, определяют из экспериментов

по магнитооптике. Пики коэффициентов поглощения как функции напряженности магнитного поля H сопоставляются с переходами между уровнями, описываемыми параметрами Латтинджера. Если использовать их значение для CdTe в расчетах P_{CV} , то разброс достигает 30 %. Кроме того, уравнения (18) и (19) получены в рамках теории локального потенциала решетки и не учитывали обменного взаимодействия. Вместе с тем оно не может быть сведено к локальному потенциалу даже в рамках одночастичного приближения Хартри—Фока, причем влияние нелокальности возрастает с уменьшением E_g [20]. Перенормировка спектра ведет к разрушению тех связей, которые были получены между параметрами в рамках локальной теории. Если воспользоваться численными оценками, приведенными авторами работы [21] для InSb, то учет нелокальности потенциала может привести к разбросу в значениях P_{CV} до 20 %. Неудивительно, что к моменту выполнения данной работы разными авторами использовались значения $P_{CV} = (7.8 \div 9.0) \cdot 10^{-8}$ эВ·см.

Если теперь использовать полученное значение величины P_{CV} , то можно провести оценку и эффективной массы тяжелых дырок (m_{HN}^*). В настоящее время в литературе можно найти целый набор значений m_{HN}^* приблизительно от $0.3m_0$ [2] до $1.38m_0$ [3]. Вместе с тем для ряда практических приложений необходимо знать точную величину эффективной массы тяжелых дырок. Для расчета m_{HN}^* использовались формулы (6)—(8). Далее проводился расчет для собственной концентрации носителей заряда при $T = 77.3$ и 295 К, n_i . Результаты расчета сравнивались с экспериментальными данными. На рис. 5 показаны данные, взятые из эксперимента, и результаты расчета для различных значений m_{HN}^* для $T = 295$ К. Как видно из рисунка, наилучшее наблюдается для $m_{HN}^* = 0.78m_0$. Аналогичный результат получен и при $T = 77.3$ К [21].

Таким образом, в замкнутом цикле измерений эффекта Холла, края собственного поглощения и спектров отражения в дальней ИК области спектра в твердых растворах $Cd_xHg_{1-x}Te$ состава $0.165 \leq x \leq 0.3$ определены в рамках модели Кейна эффективные массы электронов на дне зоны проводимости $m_{\Delta 0}^*$, матричный элемент взаимодействия ν - и C -зон, $P_{CV} = 9.0 \cdot 10^{-8}$ эВ·см, параметры затухания плазменных колебаний γ_p , совпадающие с $1/\tau_x$ для объемного материала, и эффективная масса тяжелых дырок $m_{HN}^* = 0.78m_0$.

Список литературы

- [1] Уханов Ю. И. Оптические свойства полупроводников. М., 1977. 366 с.
- [2] Elliott C. T. // J. Appl. Phys. 1971. V. 4. N 4. P. 697—704.
- [3] Lawaetz P. // Phys. Rev. B. 1971. V. 4. P. 3460—3467.
- [4] Белогорохов А. И., Пусеп Ю. А. // Препринт ИФП СО АН СССР. Новосибирск, 1987. № 13.
- [5] Lyden H. Y. // Phys. Rev. A. 1964. V. 135. P. 514—520.
- [6] Kim R.-S., Mita Y. // Lect. Not. Phys. 1982. V. 152. P. 316—320.
- [7] Kane E. O. // J. Phys. Chem. Sol. 1957. V. 1. P. 249—261.
- [8] Raymond A., Robert J. L., Aulombarg R., Bousquet C., Valasiades O. // Lect. Not. Phys. 1982. V. 152. P. 387—390.
- [9] Миронов О. А. // Матер. VII Всес. симп. по полупроводникам с узкой запрещенной зоной. Львов, 1986. Т. 1. С. 103—105.
- [10] Averos M., Calas U., Charar S., Fan C. // Sol. St. Commun. 1980. V. 34. P. 639—644.
- [11] Kahlert H., Bauer G. // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 30. N 24. P. 1211—1214.
- [12] Ellis B., Moss T. S. // Proc. III Int. Conf. Photocond. Stanford, 1969. P. 211—216.
- [13] Swierkowski L., Zawadzki W. // Sol. St. Commun. 1978. V. 27. N 11. P. 1245.
- [14] Madarasz F. L. // J. Appl. Phys. 1985. V. 58. N 1. P. 361—365.
- [15] Raymond A., Robert J. L., Kuriakos D. S., Royer M. // Proc. XVI Int. Conf. Phys. Semicond. Montpellier, 1982. P. 428—431.
- [16] Hrivnak T. C. // Czech. K. Phys. 1985. V. B35. P. 1445—1448.
- [17] Harman T. C., Strauss A. J., Dickey H. D., Dresselman M. S., Wright G. B. // Phys. Rev. Lett. 1961. V. 7. N 11. P. 403—405.
- [18] Cardona M. // J. Phys. Chem. Sol. 1963. V. 24. P. 1543—1555.
- [19] Schmit J. L. // J. Appl. Phys. 1970. V. 41. P. 2876—2879.
- [20] Гельмонт Б. Л., Сейсян Р. П., Эфрос Ал. Л. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 5. С. 776—780.
- [21] Белогорохов А. И., Белов А. Г., Зингер Г. М., Рашевская Е. П., Рогоулин В. Ю. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 3. С. 568—570.