

судя с обнаруженным уменьшением спектральной плотности микролазменного шума и ростом граничной частоты [9].

Важно отметить, что одинаковое относительное увеличение  $\rho_{01}$  у искусственных МП по сравнению с естественными МП [6] наступает при значительно меньших (на 1—2 порядка)  $\Phi_c$ . Качественно этот результат можно объяснить разницей в объемах  $V_{МП}$ . Для естественных МП  $V_{МП} \sim 0.1 \text{ мкм}^3$ , а для исследованных нами искусственных МП  $V_{МП} \simeq 1 \text{ мкм}^3$ . Очевидно, что одинаковое число РД  $M = n_{РД} V_{МП}$  ( $n_{РД}$  — концентрация РД) в искусственных МП достигается при меньших  $n_{РД}$ , следовательно, меньших  $\Phi_c$ , чем в естественных МП. Следует также обратить внимание на существенное различие абсолютных значений  $\rho_{01}$ , полученных нами и в работе [6]. Например, при  $\Phi_c = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$   $\rho_{01} \simeq 10^8 \text{ с}^{-1}$ , согласно рис. 2, и  $\rho_{01} \simeq 10^5 \text{ с}^{-1}$ , по данным [6]. По-видимому, это связано с различными напряжениями пробоя исследованных МП (8 В в нашем случае и 50 В в [6]). Известно, что напряженность электрического поля при лавинном пробое больше в низковольтных  $p-n$ -переходах. Поэтому в таких переходах вероятно проявление другого механизма генерации первичных носителей, запускающих лавину, а именно туннелирования с урвней РД [10].

#### Список литературы

- [1] Грехов И. В., Серезкин Ю. Н. Лавинный пробой  $p-n$ -перехода в полупроводниках. Л., 1980. 152 с.
- [2] Gereth R., Haitz R. H., Smits F. M. // J. Appl. Phys. 1965. V. 36. N 12. P. 3884—3894.
- [3] Зайцевский И. Л., Конова Р. В., Тхорик Ю. А., Шаховцов Б. П. // Физические основы радиационной технологии твердотельных электронных приборов. Киев, 1978. С. 116—120.
- [4] Коршунов Ф. П., Марченко И. Г. // Весті АН БССР. Сер. фіз.-мат. навук. 1983. № 2. С. 69—72.
- [5] Викулин И. М., Новиков Л. Н., Прохоров В. А. // ФТН. 1983. Т. 17. В. 6. С. 1054—1059.
- [6] Коршунов Ф. П., Ластовский С. Б., Марченко И. Г. // ДАН БССР. 1989. Т. 33. В. 3. С. 218—221.
- [7] Аладинский В. К., Дашин В. И., Суцник А. С., Тиммербулатов А. И. // Радиотехн. и электрон. 1973. Т. 18. В. 2. С. 342—349.
- [8] Акимов П. В., Грехов И. В., Серезкин Ю. Н. // ФТН. 1972. Т. 6. В. 6. С. 1118—1120.
- [9] Пожела Ю. К., Тамашявичене З. Н., Тамашявичюс А. В. // Тез. докл. I Всес. конф. по физическим основам твердотельной электроники. Л., 1989. Т. В. С. 296—297.
- [10] Пожела Ю. К., Тамашявичене З. Н., Гярулайтис Д. А. // Тез. докл. VII Всес. симп. «Плазма и неустойчивости в полупроводниках». Паламга, 1989. Ч. I. С. 5—7.

Институт физики полупроводников  
АН ЛитССР  
Вильнюс

Получено 20.07.1989  
Принято к печати 4.10.1989

ФТН, том 24, вып. 3, 1990

## МАГНИТОФОНОННЫЙ РЕЗОНАНС И ЭФФЕКТ ПОПЕРЕЧНОГО ПРОБОЯ В СПЛАВАХ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Богданов Е. В., Заставный Ю. В.

В последнее время вновь повысился интерес к изучению эффектов, наблюдаемых в сплавах  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  в магнитном поле при разогреве носителей заряда [1—4]. В теориях магнитофононного резонанса (МФР) [1, 3—6] и эффекта поперечного пробоя (ЭПП) [2], которые в этих условиях наблюдаются, положение особенностей связывается с параметрами энергетического спектра. Поэтому представляют интерес исследования этих явлений при перестройке спектра за счет внешних воздействий [3], в частности под давлением.

В настоящей работе приведены результаты измерений сопротивления (проводимости) образцов сплавов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $x=0.145$  и  $0.20$ ; последний материал

использовался в [2]) в сильном электрическом ( $E \leq 500$  В/см) и магнитном ( $H \leq 60$  кЭ) полях под давлением  $P$  до 10 кбар при 4.2 К. Состав сплавов определялся по данным о крае собственного поглощения при комнатной или азотной температуре. При 4.2 К концентрация и холловская подвижность электронов в слабых электрическом и магнитном полях составляли  $5 \cdot 10^{14}$  см $^{-2}$   $3 \cdot 10^5$  см $^2$ /В.с и  $10^{15}$  см $^{-3}$ ,  $2 \cdot 10^4$  см $^2$ /В.с соответственно для  $Hg_{0.855}Cd_{0.145}Te$  и  $Hg_{0.80}Cd_{0.20}Te$ . Измерения проводились по импульсной методике на образцах с характерными размерами  $0.3 \times 0.3 \times 4$  мм. Низкая частота следования ( $20 \div 80$  Гц) и малая длительность (не более 0.4 мкс) импульсов обеспечивали отсутствие разогрева образцов.

На рис. 1, а приведены типичные кривые продольного магнитосопротивления  $\rho(H)$  для  $Hg_{0.855}Cd_{0.145}Te$  при различных давлениях и плотности измерительного тока (для удобства кривые смещены по оси ординат). Как и в [5], при нормальном давлении и больших плотностях тока наблюдаются связываемые

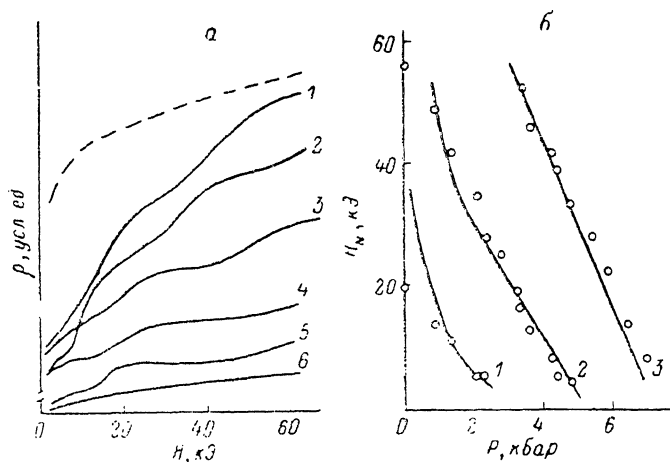


Рис. 1. Зависимости сопротивления  $\rho$  от величины продольного магнитного поля  $H$  при плотности измерительного тока  $1000$  А/см $^2$  (а) и положения МФР  $H_N$  от давления  $P$  (б) для образца  $Hg_{0.855}Cd_{0.145}Te$ .

а)  $P$ , кбар: 1 — 0.001, 2 — 1.4, 3 — 3.4, 4 — 4.9, 5 — 5.9, 6 — 10. Штриховая кривая — зависимость, отвечающая плотности тока  $0.05$  А/см $^2$  и  $P=1$  бар. б) 1, 2, 3 — результат расчета для переходов с участием 1, 2 и 3 оптических фононов соответственно.

с МФР максимумы заметной амплитуды. При сжатии до  $P=6 \div 7$  кбар происходят систематический сдвиг МФР в сторону слабых магнитных полей и постепенное обеднение осцилляционной картины. При давлениях выше 7 кбар МФР не наблюдаются (кривая б). Как известно [1, 5], заметную роль в МФР на  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  играют многофононные процессы, для которых условие резонанса можно записать в виде

$$\epsilon_g(H) = N\hbar\omega_0,$$

где  $\epsilon_g(H)$  — энергетическая щель в магнитном поле (зазор между нижним электронным и верхним дырочным уровнями Ландау),  $\hbar\omega_0 \approx 17$  мэВ — энергия оптического фонона, устойчивая к внешним воздействиям [3],  $N=1, 2, 3, \dots$ . Тогда смещение МФР в слабые магнитные поля при сжатии естественно объяснить при малых давлениях аналогично [5] уменьшением величины энергетического зазора между краями зон  $\Gamma_6$  и  $\Gamma_8$ , что приводит к уменьшению эффективной массы и, следовательно, к увеличению щели в магнитном поле, а после перехода бесщелевого состояния — появлением и увеличением щели  $\epsilon_g = \epsilon_g(0)$  в нулевом магнитном поле со скоростью  $8.8$  мэВ/кбар [6]. Рост  $\epsilon_g$  при сжатии приводит к исключению последовательно одно-, двух- и трехфононных резонансов, чем объясняется наблюдаемое обеднение осцилляционной картины по мере роста давления. Расчет полей  $H_N$  наблюдения резонансов выполнялся в сферическом приближении с учетом непараболичности закона дисперсии [5, 7] и считалось, что  $E_F = 2m_0\mathcal{P}^2/\hbar^2 = 18$  эВ [7] ( $\mathcal{P}$  — матричный элемент опе-

рагатора импульса,  $m_0$  — масса свободного электрона) не зависит от давления. Согласно с экспериментальными зависимостями рис. 1, б (номера у кривых отвечают МФР с участием 1, 2 и 3 фононов) достигается при значении исходного зазора между  $\Gamma_6$  и  $\Gamma_8$  в  $-13$  мэВ. Это значение согласуется с литературными данными [8] при учете обычной 5%-й погрешности в определении состава сплава.

В экспериментах на образцах  $Hg_{0.80}Cd_{0.20}Te$  наблюдалось появление не-монотонностей на зависимостях тока (по сути, проводимости, так как в этом случае измерения велись в режиме заданного напряжения) от величины поперечного магнитного поля  $I(H)$  при больших, отвечающих области пробоя значениях напряженности электрического поля (рис. 2, а; кривые для удобства смещены по оси ординат). Как видно из рис. 2, а, этот связанный с ЭПП [2] максимум магнитопроводимости сохраняется при сжатии по крайней мере до 8 кбар и обратимо смещается в более высокие магнитные поля. Возрастание полей наблюдения максимумов проводимости  $H_m$  с давлением, а значит, и с величиной  $\epsilon_g$  [6] происходит линейно (рис. 2, б)<sup>1</sup> в соответствии с учитывающей

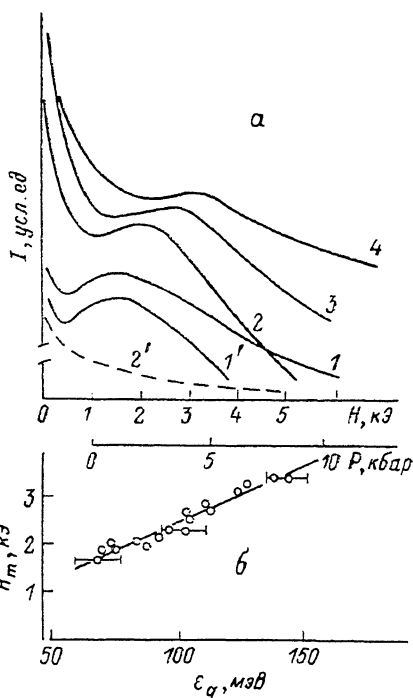


Рис. 2. Зависимости тока  $I$  от величины поперечного магнитного поля  $H$  (а) и магнитных полей  $H_m$  при которых наблюдается связанный с ЭПП максимум тока, от ширины запрещенной зоны  $\epsilon_g$  и давления  $P$  (б) для образца  $Hg_{0.80}Cd_{0.20}Te$ .

а)  $P$ , кбар: 1, 1' — 0.001; 2, 2' — 2.7; 3 — 4.7; 4 — 6.7. Все кривые, кроме 2', записаны в области пробойных электрических полей 200–500 В/см. 1' записана после снятия давления. б) ошибки, связанные с погрешностью определения состава, отмечаются в работе [2] по ЭПП в  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  с  $x=0.20$ , 0.22 и 0.24 при нормальном давлении.

реальную зонную структуру сплавов  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  теорией ЭПП [2]. Показательно, что полученные ранее в [2] значения  $H_m$  для  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  с  $x=0.20$ , 0.22 и 0.24 ложатся на ту же зависимость при учете указанных ошибок, связанных с погрешностью в определении состава.

В заключение заметим, что ЭПП отмечался при измерениях в поперечном магнитном поле также в  $Hg_{0.855}Cd_{0.145}Te$  при  $P=9\div 10$  кбар. В частности, при  $P=10$  кбар, чему отвечает  $\epsilon_g \approx 75$  мэВ,  $H_m \approx 2$  кЭ, согласно данным, приведенным на рис. 2, б. Вероятно, отсутствие двойного дифференцирования не позволило в  $Hg_{0.80}Cd_{0.20}Te$  в продольном магнитном поле зафиксировать МФР, связанный с переходами на примесные состояния, о которых сообщалось в [1], где применялась такая методика.

### Список литературы

- [1] Ipposhi T., Takita K., Masuda K. // J. Phys. Soc. Japan. 1988. V. 57. N 3. P. 1013—1023.
- [2] Богданов Е. В., Попов В. Л., Флейшман Л. С. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 11. С. 1929—1934.
- [3] Якушин М. В. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 8. С. 1452—1461.
- [4] Машовец Д. В., Хасбулатов А. М., Шамшур Д. В., Шахов М. А. // ФТП. 1980. Т. 14. В. 11. С. 2205—2213.
- [5] Машовец Д. В., Парфеньев Р. В., Хасбулатов А. М. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 2. С. 327—330.
- [6] Бовина Л. А., Брандт Н. Е., Гордеев С. Н., Евсеев В. В., Ионоварев И. Г., Стафеев В. И. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 6. С. 1009—1015.

Величина щели при нормальном давлении рассчитывалась по наиболее современной эмпирической формуле из [8] на основе паспортных данных о составе материала и использовалось значение  $d\epsilon_g/dP=8.8$  мэВ/кбар [6].

ФТП, том 24, вып. 3, 1990

## УДАРНАЯ ИОНИЗАЦИЯ, ПРОИЗВОДИМАЯ ЭЛЕКТРОНАМИ, ДВИЖУЩИМИСЯ В НЕОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Каган В. Д.

Для коэффициента ударной ионизации  $\alpha$  известны две зависимости от электрического поля  $E$ :

$$\alpha = \alpha_0 \exp(-E_{02}^2/E^2), \quad \alpha = \alpha_0 \exp(-E_{01}/E). \quad (1)$$

Если коэффициент ионизации мал, т. е. модуль показателей экспонент велик, эти полевые зависимости определяются малым числом электронов при большой энергии ионизации  $\epsilon_i$  [1].

Пусть электрон движется в стационарном, но неоднородном электрическом поле, меняющемся вдоль направления поля на расстоянии порядка  $L$ . При достаточной плавности изменения поля будут проявляться универсальные зависимости (1), в которые входит среднее значение напряженности поля. Необходимо определить тот масштаб, при котором начнется отклонение полевой зависимости от универсальной. Этот масштаб, во всяком случае, должен быть больше длины свободного пробега  $l_p(\epsilon_i)$ .

Первая зависимость возникает тогда, когда электроны отдают энергию малыми порциями. При этом существенно усредненная по поверхности постоянной энергии  $\epsilon$  функция распределения электронов  $f_0(\epsilon)$ , а оператор ее энергетической релаксации приводится к дифференциальной форме [2]. Напишем кинетическое уравнение для  $f_0(\epsilon, x)$  в неоднородном поле  $E(x)$

$$\frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \left( \frac{\partial}{\partial x} + eE(x) \frac{\partial}{\partial \epsilon} \right) \left( \frac{\epsilon l_p(\epsilon)}{3} \right) \left( \frac{\partial}{\partial x} + eE(x) \frac{\partial}{\partial \epsilon} \right) f_0 + \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left( \frac{\epsilon^2}{l_\epsilon(\epsilon)} f_0 \right) = 0. \quad (2)$$

Здесь  $l_\epsilon(\epsilon)$  — энергетическая длина свободного пробега.

Определим, когда слагаемые с пространственными производными дают малые поправки к «однородной» функции распределения

$$f_0 = A \exp \left( - \frac{1}{e^2 E^2(x)} \int \frac{3\epsilon'}{l_p(\epsilon') l_\epsilon(\epsilon')} d\epsilon' \right). \quad (3)$$

Для того чтобы найти малые изменения показателя экспоненты, перейдем к уравнению для этого показателя  $S(\epsilon, x)$

$$f_0(\epsilon, x) \equiv \exp(-S(\epsilon, x)). \quad (4)$$

Формула (3) определяет нулевое приближение  $S_0$ , причем  $S_0 \gg 1$ . Учитывая это неравенство, для первого приближения получаем

$$S_1 = 4 \left( \frac{dE}{dx} \right) \frac{1}{eE^2} \int S_0(\epsilon', x) d\epsilon' \simeq \frac{4}{eEL} \int S_0(\epsilon', x) d\epsilon'. \quad (5)$$

Условие малости  $S_1$  по сравнению с  $S_0$

$$L \gg \frac{\epsilon_i}{eE} \gg \sqrt{l_p(\epsilon_i) l_\epsilon(\epsilon_i)} \gg l_p(\epsilon_i). \quad (6)$$