

Полученные экспериментальные результаты по исследованию температурной зависимости константы Холла кремния, а также концентрации носителей заряда и их подвижности в кремнии со всей очевидностью подтверждают вывод Регеля [1] о том, что кремний плавится по типу полупроводник—металл.

Л и т е р а т у р а

- [1] Мокровский Н. П., Регель А. Р. Электропроводность жидкого кремния. — ЖТФ, 1953, т. 23, в. 5, с. 779—782.
- [2] Глазов В. М., Чижевская С. Н., Глаголева Н. Н. Жидкие полупроводники. М., 1967. 244 с.
- [3] Регель А. Р., Глазов В. М. Физические свойства электронных расплавов. М., 1980. 296 с.
- [4] Казанджан Б. И., Матвеев В. М., Селин Ю. И. Методика исследования эффекта Холла в жидких полупроводниках. — Зав. лаб., 1979, т. 45, в. 5, с. 433—435.
- [5] Жузе В. П., Николаев С. Н. Метод измерения эффекта Холла в полупроводниках. — ЖТФ, 1953, т. 23, в. 5, с. 913—923.
- [6] Самсонов Г. В., Дворниа Л. А., Рудь В. М. Сплициды. М., 1979. 271 с.
- [7] Кольцов В. Б., Курбатов В. А., Селин Ю. И., Умаров А. М. Универсальный нагреватель для исследований электрофизических параметров металлов и полупроводников. — Зав. лаб., 1986, т. 52, в. 4, с. 52—53.
- [8] Глазов В. М., Кольцов В. Б., Курбатов В. А. Исследование температурной зависимости электропроводности и термоэдс кремния вблизи точки плавления в твердом и жидком состоянии. — ФТП, 1986, т. 20, в. 12, с. 2159—2162.
- [9] Буш Г., Винклер У. Определение характеристических параметров полупроводников. М., 1959. 139 с.
- [10] Шифрин К. С. Условия, при которых наблюдается заметное вырождение электронного газа. — ЖТФ, 1944, т. 14, в. 1, с. 40—81.

Московский институт
электронной техники

Получено 12.06.1987
Принято к печати 21.07.1987

ФТП, том 22, вып. 2, 1988

ТУННЕЛЬНО-РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ ТОКИ В $p-n$ -ПЕРЕХОДАХ НА ОСНОВЕ $Cd_xHg_{1-x}Te$ ПРИ $T > 80$ К

Баженов Н. Л., Гасанов С. И., Иванов-Омский В. И.,
Мынбаев К. Д., Огородников В. К., Процьк В. И.

В настоящее время широко исследуются фотодиодные структуры на основе твердых растворов $Cd_xHg_{1-x}Te$ с целью создания на их основе приемников излучения [1]. Важным параметром, который характеризует механизмы протекания тока через $p-n$ -переход, является удельное дифференциальное сопротивление диода при нулевом смещении Z . Показано, что в температурном диапазоне $77 \div 290$ К величина Z определяется диффузионным и генерационно-рекомбинационными токами [1], а при более низких температурах — туннелированием зона—зона и через локальные центры [2]. В работах [3, 4] сделаны расчеты, указывающие на то, что возможным механизмом, ограничивающим Z в $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($0.2 < x < 0.3$) при $T > 80$ К, может являться термическая генерация носителей заряда на локальный центр, сопровождающаяся туннелированием в соответствующую зону.

В настоящей работе сообщается об экспериментальном исследовании температурной зависимости Z в диапазоне $77 < T < 290$ К.

Исходным материалом для создания $p-n$ -структур служили слои $Cd_{0.34}Hg_{0.66}Te$, полученные методом жидкостной эпитаксии из теллуристого раствора-расплава [5]. Эти слои имели дырочный тип проводимости. Концентрация и подвижность носителей составляли $\sim 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $300 \div 400 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ соответственно; $p-n$ -переходы создавались имплантацией алюминия.

Типичные температурные зависимости Z для ряда образцов представлены на рисунке. При $T > 120$ К зависимость Z от обратной температуры для образцов 1 и 2 экспоненциальна, причем характерная энергия в показателе экспоненты составляет при $T > 200$ К $\Delta E \sim 0.17$ эВ, а в диапазоне $110 < T < 200$ К — $E_i \sim 0.065$ эВ. Кривая для образца 3 характеризуется одним наклоном с показателем, близким к ΔE . Так как $\Delta E \sim E_g/2$, этот участок соответствует генерации Шокли—Рида. Поскольку $E_i < E_g/2$, то одними процессами термической генерации такая величина объяснена быть не может, а наиболее вероятным является последовательный процесс генерации и туннелирования с участием локального центра. Уровень, отстоящий на величину ~ 70 мэВ от потолка валентной зоны, наблюдался в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при исследовании температурной зависимости времени жизни [6, 7] и DLTS спектроскопии [8].

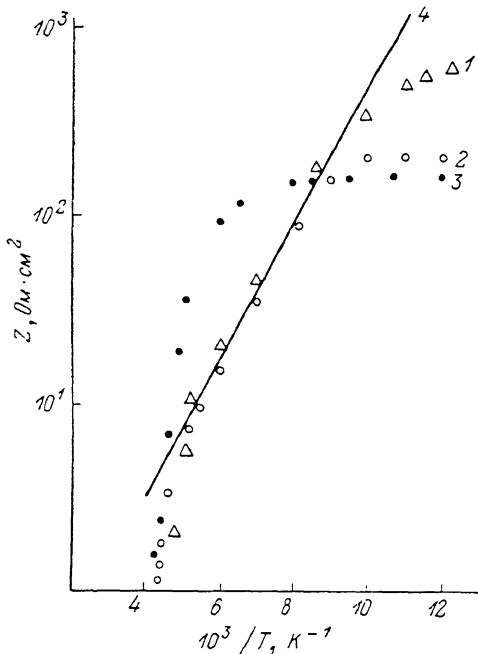
Кoeffициенты захвата электронов и дырок на него составляют соответственно $\tilde{\gamma}_n \sim 10^{-8}$ и $\tilde{\gamma}_p \sim 3 \cdot 10^{-7}$ см³/с [9].

Оценки, сделанные на основании работы [3], показывают, что в исследованном температурном диапазоне вероятность туннелирования носителя с этого уровня в зону проводимости превышает вероятность термического заброса на него электрона из валентной зоны. Следовательно, Z ограничивается в этом случае последним процессом. В этом случае, а также с учетом соотношения $\tilde{\gamma}_p \gg \tilde{\gamma}_n$ из выражений для ВАХ в работе [3] можно получить формулу для Z

$$Z = \frac{kT}{q^2} \frac{1}{N_t W p_1 \tilde{\gamma}_p} \left(1 - \frac{E_g - E_t}{qU_0} \right)^{-1},$$

Температурные зависимости удельного дифференциального сопротивления p - n -переходов на основе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x=0.34$).

1—3 — эксперимент, 4 — расчет.



где $p_1 = N_p \exp(-E_t/kT)$, N_t — концентрация центров с энергией E_t , W — ширина области объемного заряда, U_0 — контактная разность потенциалов, остальные обозначения общепринятые. Для исследованных образцов оценены значения $W=0.05$ мкм, $U_0=0.30$ В.

Из рисунка видно, что расчетные зависимости хорошо описывают экспериментальные результаты. Подгоночный параметр N_t составляет $\sim 10^{16}$ см⁻³, что близко к величине концентрации рекомбинационных центров в кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с аналогичными параметрами [9]. Образец 3 характеризуется малой концентрацией таких центров.

Таким образом, показано, что рекомбинационный уровень, лежащий на глубине ~ 70 мэВ от потолка валентной зоны, ограничивает величину Z при $T > 110$ К за счет термической генерации носителей на уровень из валентной зоны и последующего их туннелирования в зону проводимости при концентрациях рекомбинационных центров $\sim 10^{16}$ см⁻³. Оценки показывают, что при $N_t < 10^{14}$ см⁻³ эффективность этого механизма мала по сравнению с другими механизмами, ограничивающими Z .

Л и т е р а т у р а

- [1] Баженов Н. Л., Гасанов С. И., Огородников В. К., Процык В. И. Фотодиоды на основе твердых растворов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. — Зарубежн. электрон. техн., 1986, № 8 (303), с. 3—25.
- [2] Plasek-Popko E. — Acta Phys., Polon., 1985, v. A67, N 1, p. 237—240.
- [3] Anderson W. W., Hoffman H. J. — J. Appl. Phys., 1982, v. 53, N 12, p. 9130—9145.
- [4] Wong J. Y. — IEEE Trans., 1980, v. ED-27, N 1, p. 48—57.

- [5] Mironov K. E., Ogorodnikov V. K., Rozjumnyi V. D., Ivanov-Omskii V. I. — Phys. St. Sol. (a), 1983, v. 78, N 1, p. 125—131.
- [6] Баженев Н. Л., Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И., Малькова А. А., Огородников В. К., Тоглева Т. Ц. Рекомбинация неравновесных носителей заряда в $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($0.2 < x < 0.3$). — ФТП, 1982, т. 16, в. 1, с. 109—112.
- [7] Allegre J., Calas J., Fau C. — Infr. Phys., 1982, v. 22, N 2, p. 65—75.
- [8] Kinch M. A. — J. Vac. Sci. Techn., 1982, v. 21, N 1, p. 215—219.
- [9] Баженев Н. Л., Иванов-Омский В. И., Огородников В. К. Рекомбинация носителей заряда в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($0.2 < x < 0.3$). — В кн.: Матер. VI Всес. симп. «Полупроводники с узкой запрещенной зоной и их применение». Львов, 1983, с. 68—69.

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

Получено 3.07.1987
Принято к печати 21.07.1987

ФТП, том 22, вып. 2, 1988

ОСОБЕННОСТИ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ШУБНИКОВА—ДЕ-ГААЗА В $\text{Mn}_{0.11}\text{Hg}_{0.89}\text{Te}$

Беляев А. Е., Городничий О. П., Семенов Ю. Г., Шевченко Н. В.,
Боднарук О. А., Раренко И. М.

В магнитосмешанных полупроводниках (МСП), в частности $\text{Mn}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (МРТ), энергетический спектр свободных носителей модифицируется обменным взаимодействием с $3d^5$ -электронами ионов Mn^{2+} [1]. В результате этого в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel OZ$ спиновое расщепление электронов будет определяться эффективным g -фактором [2]

$$g_{\Sigma}^{\pm} = g_0 + g_{00} = g_0 - J_e \langle S_z \rangle / \mu_B H. \quad (1)$$

Вклад g_0 в g_{Σ} определяется зонными параметрами МСП, тогда как g_{00} обусловлен носитель-ионным обменным взаимодействием, J_e — обменная константа, знак перед которой выбран таким образом, чтобы $J_e > 0$ соответствовала ферромагнитному взаимодействию, $\langle S_z \rangle$ — термодинамически среднее значение z -компоненты локализованных спиновых моментов (ЛСМ), определяемое величиной H , температурой T и спин-спиновым взаимодействием (обычно антиферромагнитным) в подсистеме ЛСМ.

Перестройка энергетического спектра электронов проявляется на зависимостях поперечного магнитосопротивления $\rho_{\perp}(H)$, существенно изменяя картину осцилляций Шубникова—де-Гааза (ШГ) [3]. Положение осцилляционных максимумов в этом случае определяется выражением [4]

$$H_{\Sigma}^{\pm} = \frac{\hbar c}{e} (\sqrt{2} \pi^2 n)^{2/3} \left[\sum_{\substack{k \\ (k \geq 0, \mp 2\gamma)}}^N (\sqrt{k} + \sqrt{k \pm 2\gamma}) + 0.535 \sqrt{\frac{k_0 T}{\hbar \omega_c}} \right]^2, \quad (2)$$

где N — номер уровня Ландау, n и m^* — концентрация и эффективная масса электронов, $\omega_c = eH/m^*c$, $\gamma = g_{\Sigma} m^*/m_0$, знаки «+» и «-» соответствуют различным проекциям спинов. Как видно из (2), увеличение T при неизменном g_{Σ} приводит к уменьшению величины H_{Σ}^{\pm} , причем наиболее заметно это должно сказаться на положении первого со стороны сильных полей наблюдаемого 0_f -максимума ($0_f = 0^+$ или 0^- в зависимости от знака g_{Σ}).

Однако в МСП с изменением T изменяется величина g_{Σ} [2], что может привести либо к усилению вышеуказанного эффекта, если $\partial |g_{\Sigma}|/\partial T > 0$, либо к ослаблению его (и даже изменению знака [5]), если $\partial |g_{\Sigma}|/\partial T < 0$. Таким образом, из исследований температурной зависимости осцилляционных максимумов можно сделать определенные выводы о вкладе носитель-ионного об-