

О КОНЦЕНТРАЦИИ И ПОДВИЖНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ В УЗКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЯХ $A^{IV}B^{VI}$ P -ТИПА

Ремесник В. Г., Талипов Н. Х.

Известно, что в узкозонных полупроводниковых соединениях $A^{IV}B^{VI}$ типа $Cd_xHg_{1-x}Te$, $Zn_xHg_{1-x}Te$, $Mn_xHg_{1-x}Te$ для подвижностей электронов μ_n и дырок μ_p выполняется соотношение $b = \mu_n/\mu_p \gg 1$ [1]. Это является причиной часто наблюдаемой в кристаллах p -типа знакопеременной зависимости постоянной Холла R_H от индукции магнитного поля B [2]. В работе [3] такая зависимость $R_H(B)$ использовалась для определения концентраций электронов n , дырок p , подвижностей μ_n , μ_p . Однако определение n и μ_n по знакопеременной зависимости $R_H(B)$ дает удовлетворительные результаты только при довольно высокой концентрации электронов ($n \geq 10^{13} \text{ см}^{-3}$), т. е. в узкой области составов некомпенсированных полупроводников (для $p\text{-}Cd_xHg_{1-x}Te$ $0.18 \leq x \leq 0.19$). В случае $n < 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (для $p\text{-}Cd_xHg_{1-x}Te$ это соответствует $x > 0.19$) оценка n и μ_n становится очень грубой, поскольку вкладом дырочной проводимости в $R_H(B)$ в области слабых магнитных полей пренебрегать уже нельзя. Оценка параметров материала на основе температурной зависимости $R_H(T)$ [4] требует некоторых существенных ограничений модели, в частности, надо предполагать, что отношение подвижностей b не зависит от T .

Таким образом, задача определения концентрации и подвижности неосновных носителей в соединениях $A^{IV}B^{VI}$ p -типа остается актуальной как с научной, так и с практической точек зрения.

В настоящем сообщении говорится о другом методе определения концентрации и подвижности электронов в узкозонных полупроводниках $A^{IV}B^{VI}$ p -типа, который, на наш взгляд, лишен вышеперечисленных недостатков. На основе приведенных далее соотношений по величинам $R_H(B)$ и проводимости $\sigma(B)$ при двух фиксированных значениях слабого магнитного поля вычисляются n , p , μ_n и μ_p , а также по величине собственной концентрации $n_i = \sqrt{n_p}$ оценивается параметр x (n_i), характеризующий состав соединения (на примере $p\text{-}Cd_xHg_{1-x}Te$).

Рассмотрим некомпенсированный полупроводник p -типа, в котором выполняются условия $b \gg 1$ и $N_D/N_A \ll 1$. Будем исходить из известных зависимостей $R_H(B)$ и $\sigma(B)$ для случая двух типов заряда — электронов и дырок [5]. Эффекты, связанные с наличием легких дырок [3] и инверсией типа проводимости вблизи поверхности [4], не рассматриваются. Принимая во внимание величину отношения подвижностей μ_n и μ_p , считаем, что в узкозонных полупроводниках при слабых магнитных полях для электронов выполняется условие сильного, а для дырок — слабого поля [6]:

$$\mu_p^2 B^2 \ll \mu_n^2 B^2 \sim 1. \quad (1)$$

Учитывая соотношение (1) и условие $N_D/N_A \ll 1$ из известных выражений для $R_H(B)$ и $\sigma(B)$, получим систему уравнений

$$[\sigma_p^2 - \sigma_p \sigma(B)] \mu_n^2 B^2 + \sigma_0 \Delta \sigma(B) = 0, \quad (2)$$

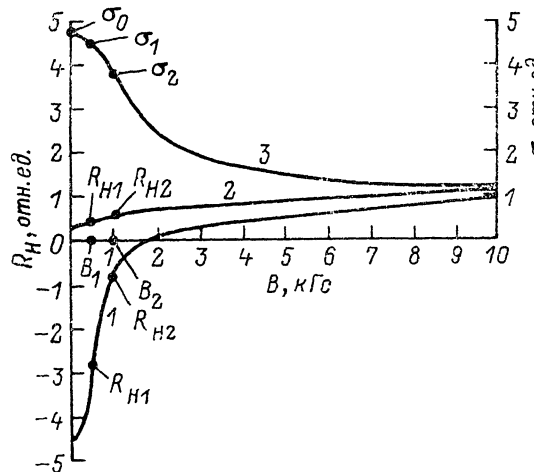
$$\frac{R_H(B) \sigma(B)}{\Delta \sigma(B)} = \frac{1}{\mu_n^2 B^2} \left(\frac{\mu_p}{\sigma_n} - \frac{\mu_n}{\sigma_p} \right) + \frac{\mu_p}{\sigma_n}, \quad (3)$$

где $\sigma_0 = \sigma_n + \sigma_p$ — проводимость кристалла вне магнитного поля; $\Delta \sigma(B) = \sigma_0 - \sigma(B)$ — изменение проводимости в магнитном поле, которое имеет вид

$$\Delta \sigma(B) = \frac{\sigma_n \sigma_p \mu_n^2 B^2}{\sigma_0 + \sigma_p \mu_n^2 B^2}. \quad (4)$$

Как видно из выражения (4), с увеличением магнитного поля величина $\Delta\sigma(B)$ стремится к σ_n . Например, для $\mu_n \approx 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и $B=10 \text{ кГс}$ имеем оценку $\Delta\sigma(B) \leq 0.99\sigma_n$ (для некомпенсированного полупроводника выполняется соотношение $\sigma_0/\alpha_p \geq 1$). В то же время для данного значения B и типичной подвижности дырок $\mu_p \leq 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ величина $\mu_p^2 B^2 \leq 10^{-2} \ll 1$, т. е. условие слабого поля для дырок еще выполняется и выражение (4) справедливо. Таким образом, в области слабых магнитных полей магнитосопротивление узкозонных полупроводников p -типа обусловлено только электронами, вклад которых в проводимость σ_0 можно оценить по величине $\sigma_n \approx \sigma_0 - \sigma_{\text{const}}(B)$. В сильных магнитных полях, где условие слабого поля для дырок нарушается, дальнейшее уменьшение проводимости кристалла с увеличением B будет обуславливаться уже дырками.

Величина $R_H(B)$ может как менять знак при изменении B , так и оставаться положительной. Знак левой части уравнения (3) соответствует знаку $R_H(B)$



Качественный вид экспериментальных зависимостей постоянной Холла R_H (1, 2) и проводимости σ (3) от величины магнитного поля.

при заданной величине магнитного поля. Решение системы уравнений (3), (4) относительно σ_p , σ_n , μ_p , μ_n можно получить, если выбрать параметры $R_H(B)$, $\sigma(B)$ и $\Delta\sigma(B)$ при двух значениях B в области слабых полей. Для определенности будем считать, что $B_1 < B_2$, как показано на рисунке, где представлены качественный вид экспериментальных зависимостей $R_H(B)$ и $\sigma(B)$. В этом случае решение системы (3), (4) имеет вид

$$\sigma_p = \frac{\sigma_2 \Delta\sigma_1 B_2^2 - \sigma_1 \Delta\sigma_2 B_1^2}{\Delta\sigma_1 B_2^2 - \Delta\sigma_2 B_1^2}, \quad (5)$$

$$\sigma_n = \sigma_0 - \sigma_p, \quad (6)$$

$$\mu_p = \frac{R_{H2} \sigma_2 \Delta\sigma_1 B_2^2 - R_{H1} \sigma_1 \Delta\sigma_2 B_1^2}{\Delta\sigma_1 \Delta\sigma_2 (B_2^2 - B_1^2)} \sigma_n, \quad (7)$$

$$\mu_n = -\frac{a}{2} + \sqrt{\frac{a^2}{4} + \frac{a\mu_p \sigma_p}{\sigma_n}}, \quad (8)$$

где

$$a = \frac{10^{10} \Delta\sigma_1 \Delta\sigma_2 (B_2^2 - B_1^2)}{B_1^2 B_2^2 (R_{H1} \sigma_1 \Delta\sigma_2 - R_{H2} \sigma_2 \Delta\sigma_1) \sigma_p}. \quad (9)$$

В формулах (5)–(9) величины μ_p , μ_n выражаются в $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, R_{H1} , R_{H2} — в $\text{см}^2/\text{Кл}$, σ_0 , σ_1 , σ_2 — в $\text{Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$, B — в кГс. Концентрации электронов и дырок находятся по известным соотношениям $n = \sigma_p / (e\mu_n)$, $p = \sigma_n / (e\mu_p)$.

№ образ-ца	$x_{\text{проп}} \pm 0.001$	Вид* $R_H(B)$	$\rho, \text{см}^{-1}$	$\mu_p, \text{см}^2 \text{В} \cdot \text{с}$	$n, \text{см}^{-3}$	$\mu_n, \text{см}^2 \text{В} \cdot \text{с}$	$x(n_i) \pm 0.001$	$b = \mu_n \mu_p$
1	0.195	1	$6.6 \cdot 10^{15}$	460	$8.0 \cdot 10^{12}$	$1.5 \cdot 10^5$	0.193	326
2	0.196	1	$3.6 \cdot 10^{15}$	730	$7.6 \cdot 10^{12}$	$1.6 \cdot 10^5$	0.196	226
3	0.199	1	$4.4 \cdot 10^{15}$	900	$2.1 \cdot 10^{12}$	$1.3 \cdot 10^5$	0.201	144
4	0.200	2	$1.8 \cdot 10^{16}$	550	$6.5 \cdot 10^{11}$	$7.3 \cdot 10^4$	0.200	133
5	0.200	1	$5.4 \cdot 10^{15}$	910	$1.8 \cdot 10^{12}$	$1.4 \cdot 10^5$	0.201	154
6	0.206	2	$1.9 \cdot 10^{16}$	270	$4.1 \cdot 10^{11}$	$5.4 \cdot 10^4$	0.202	200
7	0.207	1	$7.4 \cdot 10^{15}$	830	$2.0 \cdot 10^{11}$	$4.4 \cdot 10^5$	0.210	530
8	0.208	1	$3.5 \cdot 10^{15}$	750	$1.0 \cdot 10^{12}$	$2.0 \cdot 10^5$	0.206	267
9	0.213	2	$8.2 \cdot 10^{15}$	820	$3.1 \cdot 10^{11}$	$6.4 \cdot 10^4$	0.207	78
10	0.218	2	$5.4 \cdot 10^{15}$	690	$1.0 \cdot 10^{11}$	$1.2 \cdot 10^5$	0.215	174
11	0.220	2	$6.9 \cdot 10^{15}$	780	$5.1 \cdot 10^{10}$	$1.1 \cdot 10^6$	0.217	141

Примечание. * Цифры 1 и 2 указывают на виды кривых для $R_H(B)$, представленных на рисунке.

Для проверки справедливости вышеприведенных соотношений мы провели определение концентрации и подвижности электронов в монокристаллах $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($0.195 \leq x \leq 0.220$) при $T=77\text{ К}$. Результаты расчетов по формулам (5)–(9) приведены в таблице. Параметр $x_{\text{проп}}$ определялся по спектрам пропускания при комнатной температуре на основе зависимости $E_g(x, T)$ [7]. Зависимости $R_H(B)$ и $\sigma(B)$ исследовались методом Ван-дер-Пау в переменном магнитном поле $0 \leq B \leq 10\text{ кГс}$. Для расчетов величин σ_p , σ_n , μ_p , μ_n использовались значения $R_H(B)$ и $\sigma(B)$ для слабых магнитных полей: $B_1=0.6\text{ кГс}$ и $B_2=1.0\text{ кГс}$, где наблюдаются наибольшие изменения постоянной Холла и проводимости, как показано на рисунке.

Параметр $x(n_i)$ определялся по зависимости $n_i(x, T, E_g)$ [8], где ширина запрещенной зоны $E_g(x, T)$ рассчитывалась по формуле, приведенной в [7], так же как и для определения параметра $x_{\text{проп}}$.

Как видно из таблицы, величины $x(n_i)$ находятся в хорошем согласии со значениями $x_{\text{проп}}$. Интересно отметить, что для $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($p \leq 10^{16}\text{ см}^{-3}$) знакопеременный вид зависимости $R_H(B)$ характерен для образцов с $x \leq 0.210$ и подвижностью электронов $\mu_n \geq 10^5\text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

Полученные значения подвижностей электронов находятся в хорошем согласии с данными для μ_n в $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [1, 2, 4] и $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [3].

Как и следовало ожидать, исходя из известных значений подвижностей μ_n в материале n -типа и μ_p в материале p -типа, параметр b имеет значение >100 для большинства кристаллов. Полученные нами результаты находятся в противоречии с данными [4] для $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ аналогичного состава и концентраций. Параметр b , определенный по зависимостям $R_H(T)$, имел значение <100 . Авторы [4] полученный ими результат объясняют дополнительным рассеянием электронов на дырках, но это объяснение не согласуется с результатами [3], где зависимость $\mu_n(p)$ при $T=77\text{ К}$ имеет значительное снижение для концентраций дырок $p \sim 10^{17}\text{ см}^{-3}$. На наш взгляд, предположение, что b в области смешанной проводимости не зависит от T , не совсем корректно, и определение b по зависимостям $R_H(B)$ и $\sigma(B)$ при фиксированной T дает более достоверные результаты для μ_n , μ_p и, как следствие, для n и p . Подтверждением этому является хорошее соответствие значений $x(n_i)$ и $x_{\text{проп}}$, полученных независимыми методами.

Таким образом, преобладающим фактором рассеяния электронов в $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при $T=77\text{ К}$ и $p \leq 10^{16}\text{ см}^{-3}$, по всей видимости, является рассеяние на ионизированных центрах [9]. Полученное низкое значение параметра $b=78$ для одного из указанных в таблице образцов свидетельствует, по-видимому, о наличии в нем дополнительных центров рассеяния, выявление природы которых требует дополнительных исследований.

Соотношения (5)–(9) справедливы для всего класса узкозонных полупроводниковых соединений $A^{IV}B^{VI}$ p -типа, для которых выполняются условия $\mu_n/\mu_p \gg 1$ и $N_D/N_A \ll 1$.

Таким образом, в данном сообщении разработан метод, позволяющий определять как значения n , μ_n , так и величину $x(n_i)$, характеризующую состав соединения $A^{IV}B^{VI}$ p -типа, по значениям $R_H(B)$ и $\sigma(B)$ для двух фиксированных величин слабого магнитного поля $B \sim 1$ кГс.

Авторы признательны А. В. Васильеву и Л. С. Смирнову за интерес к работе и полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Faurie J. P., Reno J., Sivananthan S., Sou I. K., Chu X., Boukerche M., Wijewarnasuriya R. S. // J. Vac. Sci. Techn. 1986. V. A4. N 4. P. 2067–2071.
- [2] Георгоблани А. Н., Шейнкман М. К. Физика соединений $A^{IV}B^{VI}$. М., 1986. 320 с.
- [3] Gold M. C., Nelson D. A. // J. Vac. Sci. Techn. 1986. V. A4. N 4. P. 2040–2046.
- [4] Lacklison D. E., Capper P. // Semicond. Sci. Techn. 1987. V. 2. N 3. P. 136–144.
- [5] Блатт Ф. Физика электронной проводимости в твердых телах. М., 1971. 470 с.
- [6] Цидильковский И. М. Бесщелевые полупроводники — новый класс веществ. М., 1986. 240 с.
- [7] Finkman E., Shachman S. E. // J. Appl. Phys. 1984. V. 56. N 10. P. 2896–2900.
- [8] Hansen G. L., Schmit J. L. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 3. P. 1639–1640.
- [9] Summers C. J., Darling B., Martin B. G. // Appl. Phys. 1986. V. 59. N 7. P. 2457–2466.

Институт физики полупроводников
СО АН СССР
Новосибирск

Получено 11.10.1990
Принято к печати 7.02.1991

ФТП, том 25, вып. 6, 1991

ОХЛАЖДЕНИЕ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА ЗАТВОРОМ МДП СТРУКТУРЫ

Бойко И. И., Шик А. Я.

В теоретических работах, посвященных эффектам разогрева в двумерном газе (2МЭГ), обычно считается, что релаксация энергии осуществляется, как и в массивных образцах, за счет фононов. Однако в 2МЭГ, созданном в инверсионном канале МДП структур, существует еще один возможный механизм энергетических потерь. Он связан с передачей энергии электронам металлического затвора за счет кулоновского взаимодействия через диэлектрик [1, 2]. Далее строится теория такого механизма энергетической релаксации в вырожденном 2МЭГ.

В своих вычислениях мы будем исходить из общих формул для рассеяния 2МЭГ на полуограниченной трехмерной электронной системе, полученных в [3, 4]. Если полную диэлектрическую проницаемость системы записывать в виде

$$\epsilon(\omega, \mathbf{q}) = \epsilon_s(\omega, \mathbf{q}) + \Delta\epsilon_2(\omega, \mathbf{q}), \quad (1)$$

где первый член описывает вклад всей системы, окружающей 2МЭГ, а второй — добавку за счет самого 2МЭГ, то скорость энергетических потерь будет определяться выражением

$$Q = \frac{\hbar}{(2\pi)^3 n_2} \int \omega d\omega \int d^2\mathbf{q} \frac{\text{Im } \epsilon_s(\omega, \mathbf{q}) \text{Im } \Delta\epsilon_2(\omega, \mathbf{q})}{|\epsilon(\omega, \mathbf{q})|^2} \left[\text{cth} \left(\frac{\hbar\omega}{2T_s} \right) - \text{cth} \left(\frac{\hbar\omega}{2T} \right) \right] \quad (2)$$

(n_2 — поверхностная концентрация 2МЭГ). При выводе (2) предполагалось, что 2МЭГ и трехмерные электроны затвора характеризуются фермиевскими