

компенсации. Возможно также, что при высоких флюенсах нейтронов не удается добиться полного восстановления кристаллической решетки.

Авторы выражают признательность В. В. Грибковскому за помощь в проведении эксперимента.

Л и т е р а т у р а

- [1] Pearton S. J., Cummings K. D., Vella-Coleiro G. P. — J. Electrochem. Soc., 1985, v. 132, N 11, p. 2743—2748.
- [2] Wagner J., Ramsteiner M., Haydl W. — J. Appl. Phys., 1987, v. 61, N 8, p. 3050—3054.
- [3] Колин Н. Г., Куликова Л. В., Освенский В. Б. и др. — ФТП, 1984, т. 18, в. 12, с. 2187—2192.
- [4] Бреслав-Масленников М. Б., Кергет А. В., Коршунов Ф. П., Соболев Н. А. — В кн.: Новые экспериментальные методы в радиационной физике полупроводников. Ереван, 1985, с. 58—60.
- [5] Берг А., Дин П. Светодиоды. М., 1979. 688 с.
- [6] Леванюк А. П., Осипов В. В. — УФН, 1981, т. 133, в. 3, с. 427—477.
- [7] Вилькоцкий В. А., Доманевский Д. С., Жоховец С. В., Прокопеня М. В. — ФТП, 1984, т. 18, в. 12, с. 2193—2198.

Институт физики твердого тела
и полупроводников АН БССР
Минск

Получено 21.01.1988
Принято к печати 6.05.1988

ФТП, том 22, вып. 10, 1988

НАХОЖДЕНИЕ ЗАКОНА ДИСПЕРСИИ В ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЕ ПОЛУПРОВОДНИКА ИЗ ИЗМЕРЕНИЙ ТУННЕЛЬНОГО ОБРАТНОГО ТОКА В ДИОДЕ ШОТТКИ

Кабанова И. С., Косяченко Л. А., Махний В. П.

Туннелирование является одним из основных механизмов прохождения обратного тока поверхностно-барьерных диодов на широкозонных полупроводниках, особенно при большой высоте потенциального барьера φ_0 и низкой температуре.

Наблюдаемые обратные ветви вольтамперной характеристики (ВАХ) при $|eV| \gg \varphi_0$ обычно сопоставляются с выражением, характерным для полевой эмиссии из металла в полупроводник [1]:

$$I = sA^* \left(\frac{E_{00}}{k} \right)^2 \frac{\varphi_0 - eV}{\varphi_0} \exp \left(- \frac{2\varphi_0^{3/2}}{3E_{00}\sqrt{\varphi_0 - eV}} \right) = I_0 \exp \left(- \frac{b_1}{\sqrt{\varphi_0 - eV}} \right), \quad (1)$$

где $E_{00} = (e\hbar/2) \sqrt{N_0/x \times_0 m_n^*}$, $A^* = 4\pi e k^2 m_n^*/\hbar^3$ — постоянная Ричардсона, m_n^* — эффективная масса электрона на дне зоны проводимости, N_0 — концентрация нескомпенсированных доноров, x — диэлектрическая проницаемость полупроводника, s — площадь диода, остальные обозначения общепринятые. Однако измеряемые туннельные токи в подавляющем большинстве случаев заметно отличаются от расчетных, причем расхождение, как правило, увеличивается с ростом φ_0 и уменьшением N_0 . Как следует из (1), туннельный ток при $\varphi_0 - eV = \text{const}$ экспоненциально зависит от величины b_1 , которая, в свою очередь, определяется параметрами полупроводника x , m_n^* , N_0 и диодной структуры φ_0 . (Влияние предэкспоненциального множителя на величину I при этом значительно слабее).

Различие теоретических и экспериментальных значений туннельного тока обычно связывают с действием нескольких наиболее существенных факторов: во-первых, с влиянием на процесс прохождения тока поверхностных и краевых

эффектов, во-вторых, с флуктуациями примеси и высоты барьера, и, наконец, с туннелированием через глубокие примесные уровни. Однако даже в совершенных диодах Шоттки при больших напряжениях (когда туннелированием с участием примеси можно пренебречь) не наблюдается полного согласия экспериментальной и теоретической величин тока во всем диапазоне изменения φ_0 . Они практически совпадают при малых значениях высоты барьера и различаются на многие порядки при больших φ_0 . Можно предположить, что это обусловлено отклонением закона дисперсии $k(\mathcal{E})$ от параболического, в рамках которого получена формула (1). Это отклонение тем больше, чем дальше от края зоны проводимости отстоит энергия \mathcal{E} туннелирующего электрона (т. е. фактически чем больше φ_0), что наблюдалось также и раньше для некоторых полупроводников [2-5]. Следует отметить, что применяемое в ряде случаев двухзонное приближение [4], качественно отражая ход $k(\mathcal{E})$ в запрещенной зоне полупроводника, также не всегда приводит к правильным количественным результатам. В связи с этим возникает необходимость экспериментального определения зависимости $k(\mathcal{E})$.

Обычно закон дисперсии находят, анализируя прямую ветвь ВАХ диода Шоттки [1, 2, 5]. Применение такой методики затруднено в диодах на широкозонных полупроводниках, и особенно с большой высотой барьера. При прямом смещении полевая эмиссия может оказаться несущественной по сравнению с термополевой, туннелированием через глубокие уровни и др. Подобные процессы имеют место и при обратном смещении, однако они отступают на задний план при больших V , т. е. когда фактически применима формула (1). Использование же методики нахождения $k(\mathcal{E})$, предложенной в [3], ограничено технологическими трудностями получения тонких (30-60 Å) диэлектрических пленок, достаточно однородных по толщине. В противном случае более существенными оказываются эффекты, обусловленные флуктуацией ширины барьера [6], по сравнению с отклонением закона дисперсии от параболического. Рассмотрим поэтому методику нахождения $k(\mathcal{E})$ из обратной ветви ВАХ диода Шоттки.

В общем случае туннельный ток пропорционален коэффициенту прозрачности [1]

$$D = \exp \left[-2 \int_{\varphi_0}^0 k(\mathcal{E}) \frac{dx}{d\mathcal{E}} d\mathcal{E} \right]. \quad (2)$$

Для диода Шоттки при больших обратных смещениях можно показать [7], что

$$\frac{dx}{d\mathcal{E}} = -\frac{1}{eE} = -\sqrt{\frac{x x_0}{2e^2 N_0 (\varphi_0 - eV)}} = -\frac{d_1}{2\sqrt{\varphi_0 - eV}}, \quad (3)$$

где d_1 — ширина барьера при $\varphi_0 - eV = 1$ эВ. Для показателя экспоненты в (2) получим

$$-2 \int_{\varphi_0}^0 k(\mathcal{E}) \frac{dx}{d\mathcal{E}} d\mathcal{E} = -\frac{d_1}{\sqrt{\varphi_0 - eV}} \int_0^{\varphi_0} k(\mathcal{E}) d\mathcal{E}. \quad (4)$$

Сравнивая показатели экспонент в (1) и (2) с учетом (4), получаем, что $b_1 = d_1 \int_0^{\varphi_0} k(\mathcal{E}) d\mathcal{E}$, а произведя дифференцирование, получим выражение

$$k(\varphi_0) = \frac{1}{d_1} \frac{db_1}{d\varphi_0}. \quad (5)$$

Таким образом, для нахождения закона дисперсии $k(\mathcal{E})$ необходимо знать экспериментальную зависимость b_1 от φ_0 как можно в более широком интервале изменений φ_0 . Последнее легко реализуемо, если учесть достаточно сильную зависимость φ_0 от работы выхода металла для большинства широкозонных полупроводников [7].

В настоящей работе измерения проводились на диодах, полученных вакуумным напылением ряда металлов на монокристаллы n -GaP с концентрацией нескомпенсированных доноров $N_0 \approx 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Применяемая технология изготовления образцов позволяет свести к минимуму поверхностные и краевые эффекты, а также устранить микроплазменный пробой [8-10]. Три независимых метода измерения высоты барьера (емкостный, фотоэлектрический и температурная зависимость надбарьерного тока насыщения) приводят к совпадающим значениям φ_0 , что свидетельствует о пренебрежимо малом влиянии промежуточного слоя между металлом и полупроводником, как и в случае диодов, изготовленных по другой технологии (см., например, [1]).

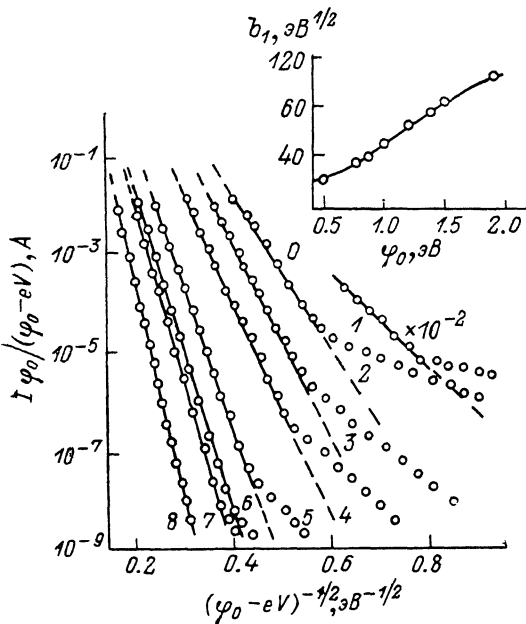


Рис. 1. Сопоставление обратной ветви вольт-амперной характеристики контакта металл—GaP с разной высотой барьера.

φ_0 , эВ: 1 — 0.5, 2 — 0.75, 3 — 0.85, 4 — 1.0, 5 — 1.24, 6 — 1.39, 7 — 1.50, 8 — 1.90. На вставке — зависимость параметра b_1 от φ_0 . Температура 183 К.

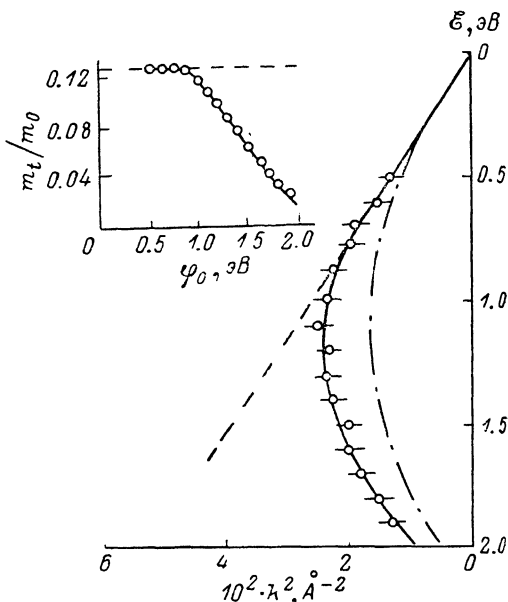


Рис. 2. Зависимость волнового вектора от энергии в запрещенной зоне GaP.

Точки — эксперимент, линии — теоретические зависимости с учетом параболического (сптриховая линия) и кейновского (сптрихпунктирная) законов дисперсии. На вставке — зависимость «туннельной» массы от φ_0 .

На рис. 1 приведены обратные ветви ВАХ GaP-диодов с различной высотой барьера, построенные в координатах в соответствии с выражением (1). Как и предполагалось, в области больших смещений на всех зависимостях наблюдаются достаточно протяженные прямолинейные участки (для большинства — при изменении тока более чем на 4 порядка). Исследования показывают [8, 10], что при используемых концентрациях и интервалах изменения напряжения и тока лавинные процессы не развиваются. Отклонение от прямых в области малых смещений связано с туннелированием через глубокие примесные уровни [11]. Роль этих процессов должна уменьшаться по мере увеличения φ_0 , что и подтверждается опытными данными (рис. 1). Из наклона прямых в области больших смещений легко определить величину параметра b_1 , входящего в (1). Следует отметить, что экспериментальная зависимость b_1 от φ_0 (см. вставку на рис. 1), совпадая с расчетной [формула (1) при $m_n^* = 0.13m_0$] в области малых значений высот барьера, все больше расходится с ней при больших φ_0 . Это различие не может быть обусловлено влиянием флуктуаций примеси в силу нескольких причин. Во-первых, оценки, согласно [6], показывают, что для исследуемых диодов ожидаемое вследствие флуктуаций изменение величины b_1 не превышает 1 ÷ 2 %. Во-вторых, относительное изменение b_1 в этом случае должно уменьшаться с увеличением φ_0 , что противоречит опыту.

Обратим внимание также на то, что опытная величина отсечки на оси фортнат (при $1/\sqrt{\varphi_0 - eV} = 0$) находится в пределах $10^4 \div 10^5$ А, что близко к рассчитанной по формуле (1) и равной $\approx 10^4$ А. Тот факт, что экспериментальная величина I_0 практически не зависит от температуры, убедительно свидетельствует в пользу полевой эмиссии. Таким образом, вся совокупность приведенных результатов позволяет считать, что отличие опытных значений b_1 от рассчитанных по формуле (1) обусловлено отклонением закона дисперсии от параболическости.

На рис. 2 (точки) приведены результаты расчета закона дисперсии по формуле (5) с использованием зависимости b_1 от φ_0 . Сплошная прямая соответствует приближению эффективной массы, а определенная из ее наклона величина эффективной массы $m_n^* = (0.13 \pm 0.01)m_0$. Это согласуется с одним из значений m_n^* для фосфида галлия, найденным независимым способом [12]. Как видно из рисунка, при $\mathcal{E} \geq 0.8$ эВ опытная зависимость $k(\mathcal{E})$ существенно отклоняется от параболического закона. С другой стороны, она также не совпадает количественно и с двухзонным приближением (штрихпунктирная линия), хотя последнее качественно более близко к реальной зависимости $k(\mathcal{E})$.

В заключение отметим, что в выражениях, описывающих туннелирование, отклонение закона дисперсии от параболического можно формально учесть, заменяя эффективную массу на дне зоны проводимости m_n^* некоторой «туннельной» массой $m_t \neq m_n^*$.

На рис. 2 (см. вставку) изображена зависимость m_t от высоты потенциального барьера, рассчитанная из экспериментальной зависимости $k(\mathcal{E})$ по формуле $m_t/m_0 = \hbar^2 k^2 / 2\mathcal{E}$. Как следует из приведенных данных, в указанном диапазоне энергий ($0 \div 1.9$ эВ) m_t изменяется примерно в 4 раза, т. е. приводит к уменьшению b_1 в 2 раза. Принимая $\varphi_0 = 1.9$ эВ, $N_0 \approx 6 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$, а $m_n^* = 0.13 m_0$ и $m_t \approx 0.03 m_0$, получим из (1) отношение токов в $e^{100} \approx 10^{43}$ раз. Это отношение при прочих равных условиях еще больше при переходе к структурам с менее легированной базой, т. е. с меньшим N_0 .

Таким образом, не удивительно, что вычисления, основанные на параболическом законе дисперсии, дают совершенно неверные результаты. Очевидно, приведенные в работе результаты и выводы могут использоваться при интерпретации других экспериментальных данных, связанных с туннелированием.

Л и т е р а т у р а

- [1] Туннельные явления в твердых телах / Под ред. Э. Бурштейна, С. Лундквиста. М., 1973. 421 с.
- [2] Padovani F. A., Stratton R. — Sol. St. Electron., 1966, v. 9, p. 695—707.
- [3] Lewicki G., Mead C. A. — Phys. Rev. Lett., 1966, v. 16, p. 939—942.
- [4] Parcer G. A., Mead C. A. — Phys. Rev., 1969, v. 184, N 3, p. 780—787.
- [5] Косяченко Л. А., Махний В. П. — ФТП, 1984, т. 18, в. 7, с. 1285—1287.
- [6] Райх М. Э., Рузин И. М. — ФТП, 1985, т. 19, в. 7, с. 1217—1225.
- [7] Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов, кн. 1. М., 1984. 456 с.
- [8] Кабанова И. С., Косяченко Л. А., Махний В. П. — УФЖ, 1987, т. 32, в. 5, с. 758—764.
- [9] Кабанова И. С., Косяченко Л. А., Махний В. П. — Электрон. техн., сер. 2, Полупроводн. приборы, 1986, в. 5 (184), с. 74—76.
- [10] Кабанова И. С., Косяченко Л. А., Махний В. П. — ФТП, 1987, т. 21, в. 11, с. 2087—2090.
- [11] Царенков Б. В., Гольдберг Ю. А., Поссе Е. А. — ФТП, 1973, т. 7, в. 12, с. 2326—2334.
- [12] Баранский П. И., Ключков В. П., Потыкевич И. В. Полупроводниковая электроника. Справочник. Киев, 1975. 704 с.

Черновицкий государственный университет

Получено 15.02.1988
Принято к печати 6.05.1988