

эффекта Фарадея в длинноволновой области, а в суммарной зависимости $\theta(E)$ — характерную инверсию знака вращения, по-видимому, обусловлен внутривалентными переходами в ионах Mn^{2+} . Такое предположение подтверждается данными по оптическому поглощению в $Cd_{1-x}Mn_xTe$ [7], где найденные полосы при 2.43 и 2.63 эВ интерпретированы в рамках переходов типа ${}^6A_1 \rightarrow {}^4T_1$. Аналогичные сведения о проявлении внутривалентных переходов в интервале 2.4—4.0 эВ известны и для диоксида MnI_2 [8]. В спектр фарадеевского вращения тем самым будут вноситься изменения не только вблизи таких переходов, но и в более длинноволновой области.

Л и т е р а т у р а

- [1] Комаров А. В., Рябченко С. М., Терлецкий О. В., Жеру И. И., Иванчук Р. Д. Магнитооптические исследования и двойной оптикомангнитный резонанс экситонной полосы в $CdTe : Mn^{2+}$. — ЖЭТФ, 1977, т. 73, в. 2, с. 608—618.
- [2] Gaj J. A., Galazka R. R., Nawrocki M. — Sol. St. Commun., 1978, v. 25, N 3, p. 193—195.
- [3] Гавалешко Н. П., Савчук А. И., Ватаманюк П. П., Ляхович А. Н. Дисперсия фарадеевского вращения в экситонной области спектра моноселенида индия. — Опт. и спектр., 1982, т. 53, в. 2, с. 842—844.
- [4] Сизов Ф. Ф., Уханов Ю. И. Магнитооптические эффекты Фарадея и Фогта в применении к полупроводникам. Киев, 1979. 180 с.
- [5] Furdyna J. K. — J. Appl. Phys., 1982, v. 53, N 11, p. 7637—7643.
- [6] Рябченко С. М. Гигантские спиновые расщепления экситонных состояний и оптически детектируемый магнитный резонанс в кристаллах A^2B^6 с магнитными примесями. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1982, т. 46, в. 3, с. 440—445.
- [7] Diouri J., Lascary J. P., Amrani M. El. — Phys. Rev. B, 1985, v. 31, N 12, p. 7995—7999.
- [8] Hoekstra H. J. W. M., Boudewijn P. R., Groenier H., Haas C. — Physica, 1983, v. 121B, N 1-2, p. 62—80.

Черновицкий государственный университет

Получено 5.05.1987
Принято к печати 22.07.1987

ФТП, том 22, вып. 3, 1988

ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ФОТОЭМИССИИ С ПОВЕРХНОСТИ (111) АЛМАЗА С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ЭЛЕКТРОНЫМ СРОДСТВОМ

Квасков В. Б., Горбачев В. В.

Известно, что нереконструированная поверхность (111)/(1×1) природного полупроводникового алмаза типа IIb обладает отрицательным электронным сродством (ОЭС) [1-3]. В отличие от традиционных эмиттеров с ОЭС на основе GaP, InP, Si-(100), которые требуют весьма трудоемкого активирования поверхности электроположительной примесью в алмазе ОЭС является естественным состоянием нереконструированной поверхности (111), что ставит полупроводниковые алмазы как материалы для стабильных эмиттеров с ОЭС в исключительное положение.¹ Представляется актуальной оценка потенциальных возможностей таких эмиттеров, в особенности в связи с перспективами синтетических кристаллов, эпитаксиальных пленок и ионно-имплантированных структур [3].

В настоящей работе проведена предварительная оценка параметров эмиттера с ОЭС на основе диффузионной модели и экспериментальных данных по поглощению, отражению и квантовому выходу фотоэмиссии в области вакуумного ультрафиолета [1, 4, 5].

На рисунке показана энергетическая диаграмма поверхности с отрицательным электронным сродством. Существование ОЭС ($\chi < 0$) подтверждается тем фактом, что порог фотоэмиссии $h\nu = 5.5 \pm 0.05$ эВ точно совпадает с шириной запрещенной зоны в алмазе. Известно, что в области энергий $h\nu \geq E_g$, когда можно

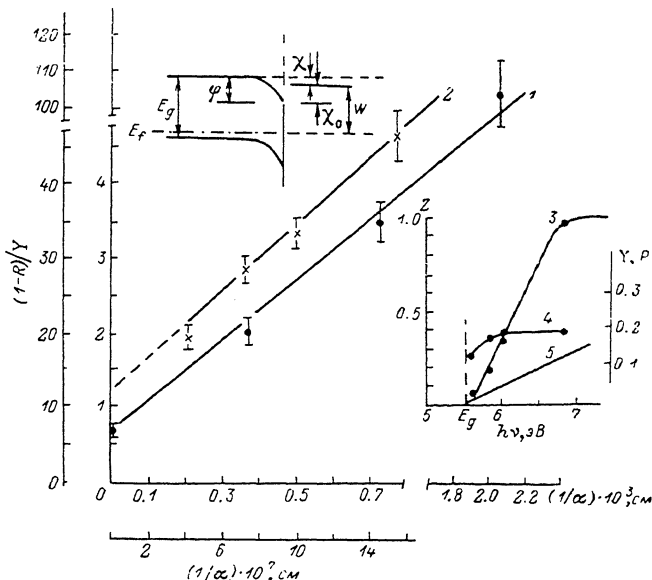
¹ Реконструкция поверхности к состоянию (111)/(1×2) с положительным электронным сродством наблюдается лишь при температуре выше 900 °C [1].

пренебречь электрон-электронным взаимодействием, эмиссия неравновесных носителей удовлетворительно описывается в диффузионном приближении [6].

Поток фотоэлектронов к освещаемой поверхности кристалла, обусловленный генерацией (рассматривается случай полубесконечного эмиттера), может быть выражен как

$$I_p = \gamma \int_0^{\infty} G(x) \exp(-x/L) dx, \quad (1)$$

где $\gamma = (S_r + S_e)/(S_r + S_e + S_d)$ — безразмерный множитель, учитывающий соотношение конкурирующих процессов рекомбинации и диффузии, $G(x) = \beta N(1-R) \exp(-\alpha x)$ — функция распределения интенсивности генерации электронно-дырочных пар, N — поток фотонов, падающий на поверхность, ко-



Экспериментальные данные по поглощению, отражению и квантовому выходу фотоэмиссии, нормализованные в диффузионной модели [по выражению (3)].

1 — при энергии фотонов от 5.8 до 6.84 эВ (верхняя абсцисса, левая ордината); 2 — при энергии от 7.5 до 12 эВ (нижняя абсцисса, правая ордината). Слева сверху — энергетическая диаграмма поверхности с ОЭС: χ_0 — положительное электронное средство полупроводника, χ — ОЭС, возникающее при большом глубине зон в полупроводнике p -типа, W — работа выхода, E_f — уровень Ферми. Справа — коэффициент эффективности собирания электронов на поверхности Z (3) и вероятность эмиссии P (4) от энергии фотонов; 5 — квантовый выход фотоэмиссии по данным [3].

коэффициент β пропорционален доле актов эмиссионно-активного поглощения. После интегрирования (1), предполагая, что каждый акт поглощения сопровождается генерацией фотоэлектрона, получим выражение для квантового выхода фотоэмиссии

$$Y = (1-R) \frac{(S_r + S_e)}{(S_r + S_e + S_d)} \frac{\alpha L}{(1 + \alpha L)} P. \quad (2)$$

Здесь вероятность выхода электрона с поверхности в вакуум $P = S_e/(S_r + S_e)$ определяется двумя компонентами скорости рекомбинации: S_r описывает собственно рекомбинацию в поверхностном слое, а S_e — эмиссию в вакуум. Для эмиттера с ОЭС на основе алмаза величина $(S_r + S_e)$, имеющая порядок средней тепловой скорости носителей $\bar{v} = \sqrt{8kT/\pi m^*} \approx 10^7$ см/с, намного превышает скорость диффузии $S_d = \mu_e kT/eL \approx 4 \cdot 10^5$ см/с ($\mu_e \approx 1800$ см²/В·с [3]), поэтому коэффициент γ в (1) близок к единице и (2) можно представить в виде

$$(1-R)/Y = P^{-1} + (\alpha PL)^{-1}, \quad (3)$$

позволяющем найти диффузионную длину и вероятность эмиссии непосредственно из спектров поглощения $\alpha(h\nu)$, отражения $R(h\nu)$ и квантового выхода

фотоэмиссии $Y(h\nu)$ [1]. При этом в отличие от традиционных ОЭС эмиттеров влиянием степени легирования на спектр поглощения можно пренебречь, поскольку типичная для полупроводникового алмаза концентрация акцептора (бора) $N_a \leq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ достаточно мала [7]. На рисунке представлены экспериментальные данные по фотоэмиссии с нереконструированной поверхности (111) [1], нормализованные по выражению (3) в виде зависимости $(1-R)/Y$ от $1/\alpha$. Зависимость линейна, т. е. хорошо согласуется с диффузионной моделью [6] как вблизи фундаментального края поглощения $h\nu \geq 5.5 \text{ эВ}$ (непрямые переходы $\Gamma_{25'} \rightarrow \Delta$), так и при энергии фотонов $h\nu > 7.1 \text{ эВ}$ (прямые переходы $\Gamma_{25'} \rightarrow \Gamma_{15}$).² При фотовозбуждении в области $h\nu < 7 \text{ эВ}$ диффузионная длина (из углового наклона прямой 1) $L \approx 1.2 \text{ мкм}$, время жизни, определяемое рекомбинацией с дырками $\tau = L^2/D_e$, где коэффициент диффузии $D_e \approx 45 \text{ см}^2/\text{с}$, примерно 0.3 нс. Такой порядок имеет время спада тока эмиссии при выключении фотовозбуждения. На рисунке справа приведены коэффициент эффективности собирания электронов на поверхности $Z = \alpha L / (1 + \alpha L)$ в зависимости от энергии фотовозбуждения, а также вероятность эмиссии $P = Y / (1 - R) Z$, хорошо согласующаяся со значением $P \leq 0.2$ из отсечки прямой 1 на ординате. Наконец, в области спектра, где ожидается максимум токовой чувствительности эмиттера (глубина фотовозбуждения $1/\alpha \approx L$), коэффициент Z близок к единице и квантовый выход не ниже 7–10 %, что представляет безусловный практический интерес. В области спектра, в которой преобладают прямые переходы, диффузионная модель предсказывает гораздо меньшее значение $L \approx 0.05 \text{ мкм}$ ($h\nu \geq 7.5 \text{ эВ}$, прямая 2); время жизни фотоэлектрона в более высоком Γ_{15} -минимуме зоны проводимости $\tau \approx 0.6 \text{ пс}$ также весьма мал.

Таким образом, реализация фотоэмиттера с ОЭС на основе природного алмаза представляется весьма перспективной задачей.

Л и т е р а т у р а

- [1] Himpfel F. J., Knapp J. A., Van Vechten J. A., Eastman D. E. — Phys. Rev. B, 1979, v. 20, N 2, p. 624–627.
- [2] Pate B. B., Stefan P. M., Binns C., Jupiter P. J., Shek M. L., Lindau I., Spicer W. E. — J. Vac. Sci. Techn., 1981, v. 19, N 3, p. 349–354.
- [3] Вавилов В. С., Гиппиус А. А., Конорова Е. А. Электронные и оптические процессы в алмазе. М., 1985. 120 с.
- [4] Clark C. D., Dean P. J., Harris P. V. — Proc. Royal Soc., 1964, v. 277, N 1370, p. 313–329.
- [5] Phillip H. R., Taft E. A. — Phys. Rev., 1962, v. 127, N 1, p. 159–162.
- [6] Spicer W. E. — Phys. Rev., 1958, v. 112, N 1, p. 114–122.
- [7] Белл Р. Эмиттеры с отрицательным электронным средством. М., 1978. 190 с.

Получено 21.07.1987
Принято к печати 20.08.1987

ФТП, том 22, вып. 3, 1988

О СУЩЕСТВОВАНИИ МЕДЛЕННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН ГЕЛИКОННОГО ТИПА

Руйбис Г. С., Толулис Р. Б.

В настоящей работе решена точная система дисперсионных уравнений, приведенных в работе [1], описывающая поверхностные магнитоплазменные волны, распространяющиеся под углом θ к вектору индукции внешнего магнитного поля \mathbf{B} , лежащего в плоскости раздела полупроводник—диэлектрик. В работе [1] проанализированы быстрые, кроме областей резонансных частот спектра, поверхностные поляритоны в бесстолкновительной однокомпонентной

² Точка $\Gamma_{25'}$ зоны Бриллюэна соответствует максимуму валентной зоны, точки Δ и Γ_{15} — двум минимумам зоны проводимости.