

ОСЦИЛЛИРУЮЩАЯ ПОВЕРХНОСТНАЯ ФОТОЭДС НА ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНАХ

А.Ф.Кравченко, В.Н.Овсяк, Н.А.Паханов

При гелиевых температурах в спектрах поверхностной фотоэДС в полосе фундаментального поглощения арсенида галлия обнаружены осцилляции, обусловленные взаимодействием ансамбля нетермализованных фотоэлектронов с поверхностью полупроводника.

В низкотемпературных спектрах фотопроводимости ряда полупроводников наблюдаются характерные осцилляции, связанные со ступенчатым процессом релаксации энергии фотоэлектронов с испусканием продольных оптических (LO) фононов [1]. Подобные осцилляции наблюдались недавно и в спектрах фотоответа (ФО) барьеров Шоттки (БШ) n -GaAs-металл [2, 3] (обозначим их тип " D "). Фотоответ в этом случае связывался с осцилляцией диффузионного потока нетермализованных фотоэлектронов в глубину полупроводника в зависимости от энергии фотовозбуждения $\hbar\omega$ [3].

В данной работе в спектрах ФО БШ на арсениде галлия обнаружены осцилляции, "противофазные" D -спектрам. Физическая причина этих осцилляций (назовем их тип " E ") связывается с осцилляциями потока нетермализованных фотоэлектронов I_n^E к поверхности полупроводника. Это вызывает соответствующие осцилляции рекомбинационного потока через поверхностные состояния (ПС) или состояния в области пространственного заряда (ОПЗ). Обнаруженное явление может быть использовано для исследования функции распределения горячих электронов и особенностей поверхностной рекомбинации, особенно в полупроводниках с малыми диффузионными длинами неосновных носителей.

Образцы готовились напылением полупрозрачного слоя Al размерами $3 \times 4 \text{ мм}^2$ на поверхность эпитаксиального n -GaAs с концентрацией свободных электронов при 77 К $n_0^{77} = 2 \cdot 10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$, выраженного на полуизолирующей подложке. Перед напылением Al образцы

длительное время находились на воздухе, что обеспечивало наличие тонкой окисной прослойки толщиной 40 – 50 Å. Коэффициент неидеальности, определенный по прямой ветви вольт-амперной характеристики при 300 К, составлял 1,6 – 2 для разных образцов. Сквозным током при обратных смещениях менее 1 – 2 В для большинства БШ можно было пренебречь и, таким образом, рассматривать их как структуры металл – диэлектрик – полупроводник. Возможность этого вытекает из следующих экспериментальных данных. При освещении БШ постоянным световым потоком с $\hbar\omega > E_g$ и при нагрузке 10 ГОм на нем возникала стационарная "замороженная" фотоэдс в диапазоне от 0 до 0,9 В в зависимости от интенсивности и времени освещения. При $\tilde{\Gamma}_0 \approx 10^{15}$ фотон/см²·сек значение 0,9 В устанавливалось за 5 – 6 мин, сохранялось после выключения подсветки и исчезало после короткого замыкания БШ. Появление этой фотоэдс, по-видимому, связано с перебросом фотовозбужденных электронов из металла в полупроводник [4].

Переменная фотоэдс \tilde{V}_ϕ , измеренная при интенсивности монохроматического потока $\tilde{\Gamma}_0 \approx 10^{12}$ фотон/см²·сек, модулированного с частотой 500 Гц, составляла 30 – 100 мкВ при сопротивлении нагрузки 1 МОм. На рис.1 показаны первые три осцилляции в *E*- и *D*-спектрах. Видно, что они имеют одинаковый период $E_{LO} (1 + m_e/m_h) = 42$ мэВ, где E_{LO} – энергия *LO*-фонона, и противоположные фазы.

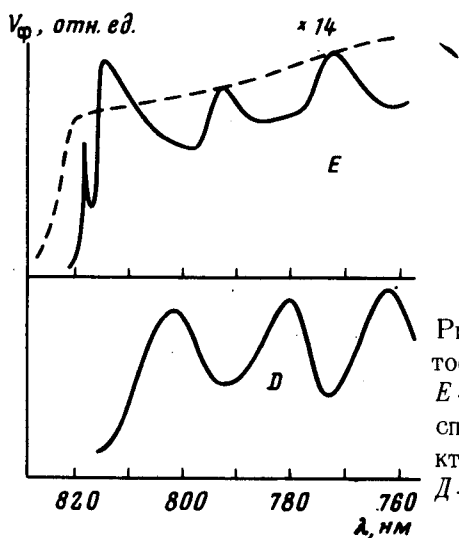


Рис.1. Спектральные зависимости фотоответа для БШ *n*-GaAs – Al при 4,2 К; *E*-спектр – для БШ с $n_0^{77} = 4,6 \cdot 10^{14}$ см⁻³, сплошной – при смещении 0 и 0,85 В, пунктирный – при обратном смещении – 8 В, *D*-спектр – для БШ с $n_0^{77} \leq 10^{13}$ см⁻³

Рассмотрим поверхностную фотоэдс \tilde{V}_1 в предположении определяющего влияния на ее формирование поверхностной рекомбинации и поверхностного захвата дырок. Квазистационарный поверхностный изгиб зон qV_s можно оценить из условия равенства потоков дырок $\tilde{\Gamma}_p$ и термализованных электронов к поверхности. Оценка дает величину $qV_s \approx 15 k_0 T$. Энергия *LO*-фонона при 4,2 К для GaAs составляет $\sim 100 k_0 T$. Таким образом изгиб зон оказывается меньше E_{LO} и при $E > E_{min} \approx 15 k_0 T$ электроны свободно достигают поверхности. Величина V_1 в гармоническом приближении пропорциональна разности $(\tilde{\Gamma}_p - \tilde{\Gamma}_{nr})$, где $\tilde{\Gamma}_{nr} =$

$= I_n^E \sigma_n N_t^0$, σ_n — сечение захвата электронов на пустые ПС с концентрацией N_t^0 .

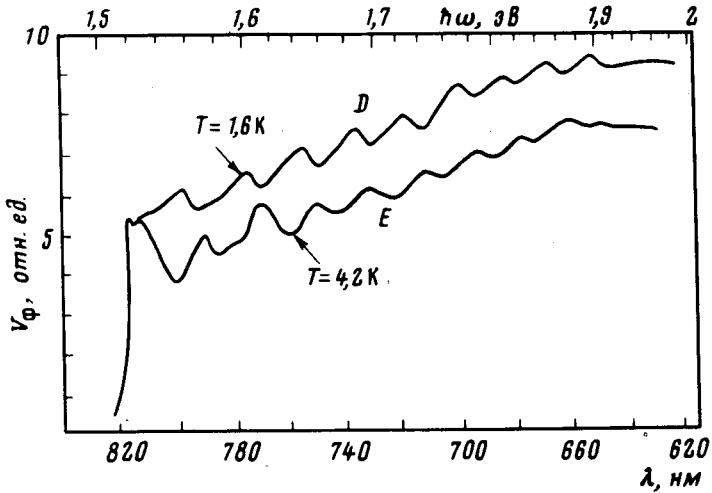


Рис.2. Смена типа фотоответа при изменении температуры (образец тот же, что на рис.1 (E)).

Найдем выражение для I_n^E . Оценка диффузионной длины горячих электронов с использованием характерных времен релаксации из [5] показывает, что при $E > 10 k_0 T$ она превышает толщину пленки GaAs $d = 30$ мкм и далее быстро возрастает. Это позволяет при $10 k_0 T < E < E_{LO}$ считать фотоэлектронный газ однородно распределенным между поверхностью и зеркально отражающей полуизолирующей подложкой. Функция распределения фотоэлектронов в этом случае может быть записана в виде [6] $f(E) = \tilde{\tau}_0^A \tau_E^A / d \rho(E) E$, где $\rho(E)$ — плотность состояний, τ_E^A — время релаксации на акустических фоновых [5]. При фотовозбуждении электронов в пассивную область (ПО) энергий $E_{min} < E < E_{LO}$, где $E = (\hbar\omega - E_g) / (1 + m_e/m_h)$, получим

$$I_n^E = \int_{E_{min}}^E \frac{v(E^*)}{4} f(E^*) \rho(E^*) dE^* = \frac{\tilde{\tau}_0}{16\sqrt{2}d} \left(\frac{E_{LO}^3}{m_e^3 s^4} \right)^{1/2} \tau_{DA} \ln \left\{ \frac{1 + \frac{\tau_{pA}}{\tau_{DA}} \frac{E}{E_{LO}}}{1 + \frac{\tau_{pA}}{\tau_{DA}} \frac{E_{min}}{E_{LO}}} \right\}.$$

Здесь m_e и m_h — эффективные массы электронов и дырок, s — скорость звука, τ_{pA} и τ_{DA} — характерные времена рассеяния на пьезоэлектрическом и деформационном потенциалах [5]. Видно, что величина потока I_n^E монотонно возрастает с ростом $\hbar\omega$, а величина \tilde{V}_1 соответственно должна убывать, что и объясняет фазу E-спектров. При $E > E_{LO}$ из-за сильного LO-рассеяния электрон практически мгновенно (за $\sim 10^{-12}$ сек) оказывается в ПО, поэтому \tilde{V}_1 периодически зависит от $\hbar\omega$ с указанным выше периодом. Максимальное отношение $I_n^E / \tilde{\tau}_0^A$ у "полотка" ПО составляет ~ 30 . Амплитуда осцилляций в E-спектрах ока-

жется сравнимой с \bar{V}_1 при $\bar{T}_p \sim I_n^E$, или, иначе, при $\sigma_n N_i^0 \sim 10^{-3}$; что при $N_i^0 \sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$ соответствует вполне реальным сечениям захвата $\sigma_n \sim 10^{-16} \text{ см}^2$. Качественно аналогичная картина получается и при определяющей роли рекомбинации в ОПЗ.

Таким образом, фотоэдс \bar{V}_Φ на БШ с непрозрачной для дырок диэлектрической прослойкой является суммой осциллирующей поверхностной фотоэдс \bar{V}_1 , и осциллирующей ЭДС Дембера \bar{V}_D . Тип спектральной зависимости ФО определяется большей из ЭДС. Поскольку \bar{V}_1 (при $\bar{V}_1 < k_0 T$) не зависит от температуры, а \bar{V}_D с понижением температуры возрастает [3], то можно наблюдать смену типа ФО на одном и том же образце с изменением T . Пример этого показан на рис.2. При фиксированной температуре тип ФО должен определяться степенью легирования образца. Действительно, при 4,2 К E -спектр наблюдается на образцах с $n_0^{77} \gtrsim 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а D -спектр — на образцах с $n_0^{77} \lesssim 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Авторы благодарят В.Л.Альперовича за помощь в эксперименте и М.Ф.Энтина за ценные замечания.

Институт физики полупроводни
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
29 июня 1981 г.

Литература

- [1] P.G.Harper, J.W.Hodby, R.A.Stradling. Reports on Progress in Physics, 36, 57, 1973.
- [2] В.Л.Альперович, А.Ф.Кравченко, Н.А.Паханов, А.С.Терехов. Письма в ЖЭТФ, 28, 551, 1978.
- [3] В.Л.Альперович, А.Ф.Кравченко, Н.А.Паханов, А.С.Терехов. ФТП, 14, 1768, 1980.
- [4] Т.Мосс, Г.Баррел, Б.Эллис. Полупроводниковая оптоэлектроника, М., изд. Мир, 163, 1976.
- [5] И.Б.Левинсон, Б.Н.Левицкий. ЖЭТФ, 71, 300, 1977.
- [6] В.Н.Абакумов, В.И.Перель, И.Н.Яснеевич. ЖЭТФ, 72, 674, 1977.