

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ, ОБУСЛОВЛЕННАЯ ИХ ОТРАЖЕНИЕМ ОТ ГЕТЕРОГРАНИЦЫ

И.Н.Ясиевич, М.С.Бреслер, О.Б.Гусев, Ю.П.Яковлев

Показано, что надбарьерное отражение электронов у гетерограниц приводит к возникновению квазилокальных состояний с характерным временем жизни $10^{-11} - 10^{-9}$ с. В гетероструктурах InAs - InAsPb обнаружена интерфейсная линия фотолюминесценции, обусловленная этими квазилокальными состояниями.

Успехи современной полупроводниковой технологии, позволяющей выращивать слои атомного масштаба, стимулировали развитие физики двумерных структур. Электронные свойства таких структур существенно определяются пространственным квантованием носителей заряда. Мы хотим обратить внимание на возможность возникновения и наблюдения в полупроводниковых гетероструктурах квазилокальных состояний, обусловленных отражением электронов от гетерограницы.

Квантовая частица, двигаясь над потенциальным барьером, испытывает отражение от границы барьера; при этом коэффициент отражения может быть большим $(1 - \epsilon/\Delta)$, если энергия частицы над барьером ϵ мала, по сравнению с высотой барьера Δ . Это отражение в определенных условиях приводит к локализации носителей тока вблизи гетерограницы.

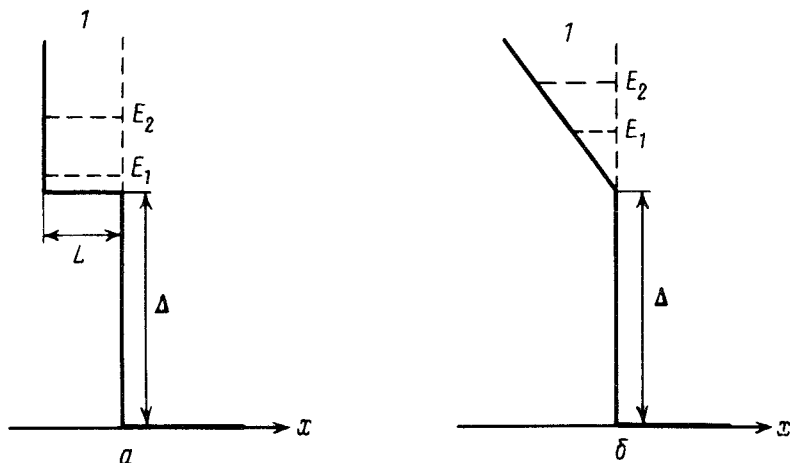


Рис. 1. Потенциалы для прямоугольного (а) и треугольного (б) барьеров на гетерогранице

Рассмотрим состояния электрона в потенциальном рельефе, показанном на рис. 1а. Узкая ступенька толщиной L и высотой Δ (слой 1) ограничена слева бесконечно высоким потенциальным барьером. Такой потенциальный рельеф легко реализуется в квантовых гетероструктурах.

Энергетический спектр электронов в слое 1 находится путем решения уравнения Шредингера для свободного электрона с граничными условиями

$$\Psi \left| \begin{array}{l} = 0 \\ x = -L, \end{array} \right. \quad \frac{\Psi'(x)}{\Psi(x)} \Big|_{x=0} = i\chi \quad (1)$$

Условие при $x = 0$ соответствует постоянству потока через границу. Коэффициент χ (в общем случае зависящий от энергии электронов) непосредственно

связан с коэффициентом отражения от границы. В случае простого параболического закона дисперсии электронов и малости кинетической энергии ϵ носителя в слое l , по сравнению с высотой барьера Δ , имеем $\chi \simeq \sqrt{2m\Delta}/\hbar$.

Решение уравнения Шредингера показывает, что в этом случае возникают квазилокальные состояния с комплексной энергией $\epsilon_n = E_n - i\Gamma_n$; положение соответствующих уровней в низшем приближении по параметру E/Δ полностью совпадает с положением уровней энергии в потенциальной яме шириной L с бесконечно высокими стенками:

$$E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2mL^2} n^2, \text{ где } n = 1, 2, 3... \quad (2)$$

а затухание n -уровня определяется соотношением

$$\Gamma_n \simeq E_n \frac{2}{\pi n} \left(\frac{E_n}{\Delta} \right)^{1/2} = E_n \frac{2}{L\chi}. \quad (3)$$

При этом $\Gamma_n \ll E_n$, пока энергия уровня мала, по сравнению с высотой барьера Δ .

Аналогичные состояния возникают и в случае треугольного потенциала $U(x) = \Delta - e\mathcal{E}x$ (рис.1б). Такой вид потенциала моделирует реальную ситуацию, возникающую в варизонных структурах, на границе в гетеропереходах и в системах с квантовыми ямами при наложении электрического поля. В этом случае при сильном отражении энергия квазилокальных состояний имеет вид

$$\epsilon_n = \left(\frac{\hbar^2 e^2 \mathcal{E}^2}{2m} \right)^{1/3} \alpha_n - i \left(\frac{\hbar^2 e^2 \mathcal{E}^2}{2m\Delta} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где α_n - корни функции Эйри, которые с хорошей точностью определяются ее асимптотическим видом:

$$\alpha_n \simeq \left(\frac{3\pi}{2} \left(n + \frac{3}{4} \right) \right)^{2/3}, \text{ где } n = 0, 1, 2... \quad (5)$$

Отметим, что затухание не зависит от номера уровня.

Возникающая ситуация полностью аналогична интерферометру Фабри - Перо в оптике с добротностью $Q \sim E_n/\Gamma_n$. Добротность в данном случае определяет накопление частиц в "квазијаме". т.е. среднее число актов отражения частицы перед прохождением ее через границу. Если отражение частицы от границы достаточно сильное, то время жизни электрона на квазиуровне $\tau \simeq \hbar/\Gamma$ может стать сравнимым с характерными временами излучательных и безызлучательных переходов в полупроводниковых структурах. Поэтому можно ожидать, что соответствующие квазилокальные состояния должны проявляться как в одиночных гетеропереходах, так и в многослойных полупроводниковых лазерных структурах со сбором носителей тока.

В полупроводниках $A_{III}B_V$ волновая функция электронов в зоне проводимости является смесью S - и P -функций, а закон дисперсии отличен от параболического. Это только увеличивает коэффициент отражения на гетерогранице.

Объектом, удобным для наблюдения описываемых квазилокальных состояний, является $P-p$ гетероструктура первого типа, энергетическая диаграмма которой представлена на рис. 2. В спектре фотолюминесценции такой гетероструктуры должна появляться интерфейсная линия, лежащая между линиями люминесценции узкозонной и широкозонной областей.

Действительно, в спектре фотолюминесценции P - $\text{InAsPSb}/p$ - InAs гетероструктуры при накачке неодимовым лазером со стороны широкозонной области мы наблюдали соответствующую линию (рис.3). При увеличении интенсивности возбуждения эта линия смещалась в сторону более высоких энергий.

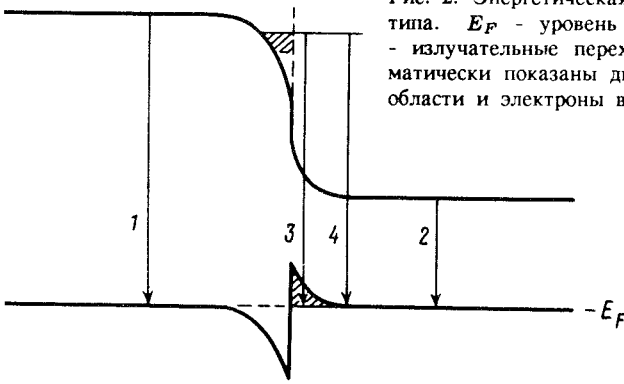


Рис. 2. Энергетическая диаграмма P - p гетероструктуры первого типа. E_F - уровень Ферми дырок в равновесии; 1, 2, 3, 4 - излучательные переходы в объеме и на гетерогранице. Схематически показаны дырки на квантовом уровне в обогащенной области и электроны в области обеднения вблизи гетерограницы

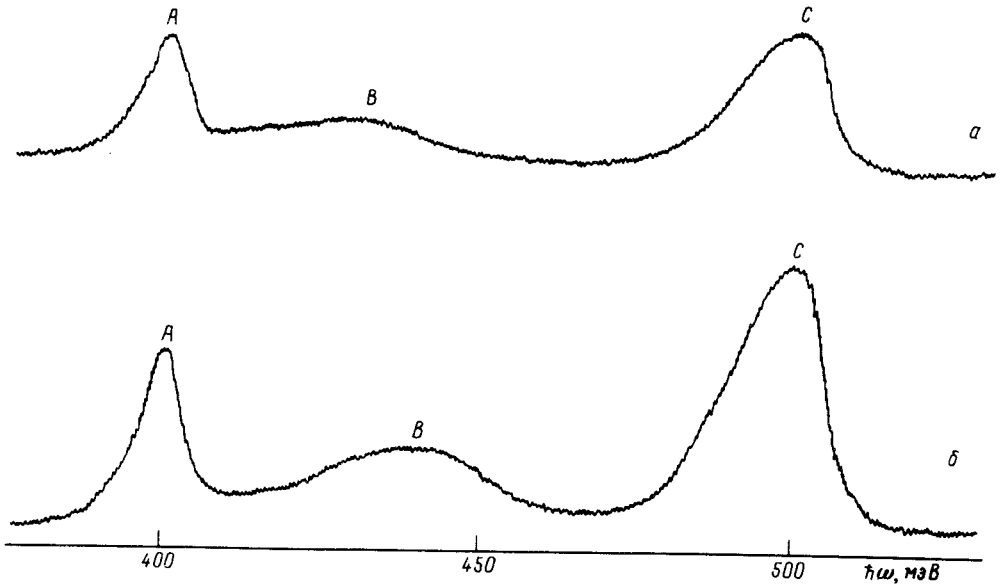


Рис. 3. Спектры фотолюминесценции P - p гетероструктуры $\text{InAs}_{0,63}\text{P}_{0,25}\text{Sb}_{0,12}/\text{InAs}$ при двух уровнях возбуждения. Интенсивность накачки для спектра (а) в два раза слабее, чем для спектра (б)

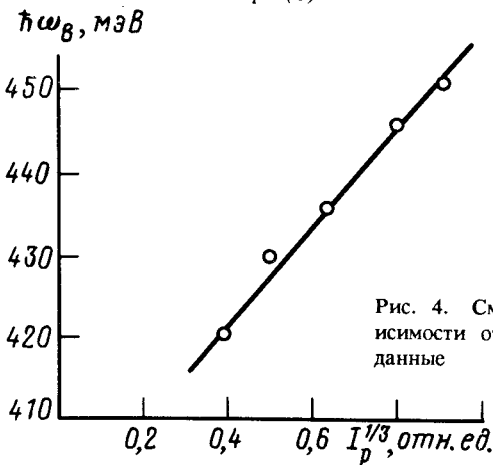


Рис. 4. Смещение интерфейсной линии люминесценции в зависимости от уровня возбуждения. Точки - экспериментальные данные

Для объяснения экспериментальных результатов следует учесть, что в результате изгиба зоны проводимости слоя $P - \text{InAsPSb}$ вблизи гетерограницы возникают квазистационарные уровни электронов (см. рис. 2). Неравновесные электроны, диффундируя к гетерогранице, накапливаются на нижнем квазистационарном уровне, и возникающая интерфейсная линия обусловлена их рекомбинацией с дырками, аккумулированными вблизи гетерограницы со стороны узкозонной области (рис. 2).

Энергия нулевого уровня электронов в приближении треугольного потенциала $E_0 \sim (N_A eV_0)^{1/3}$, где eV_0 - энергия, соответствующая изгибу зоны проводимости (т.е. глубина ямы), N_A - концентрация акцепторов в слое $P - \text{InAsPSb}$. Для нашей гетероструктуры $eV_0 \sim 50 - 35$ мэВ (эта величина была рассчитана по известным формулам теории гетеропереходов), а $E_0 \sim 25 - 40$ мэВ (при N_A в пределах от 10^{16} до 10^{17} см^{-3}).

Накопление электронов в квазияме влияет на форму потенциала так же, как увеличение концентрации акцепторов N_A . Поэтому смещение квазилокального уровня E_0 и, соответственно, положения линии люминесценции с ростом интенсивности накачки I_p должно подчиняться закону $I_p^{1/3}$. На рис. 4 представлены экспериментальные данные по положению интерфейсной линии люминесценции как функции $I_p^{1/3}$. Видно, что положение линии действительно смещается в соответствии с ожидаемой зависимостью.

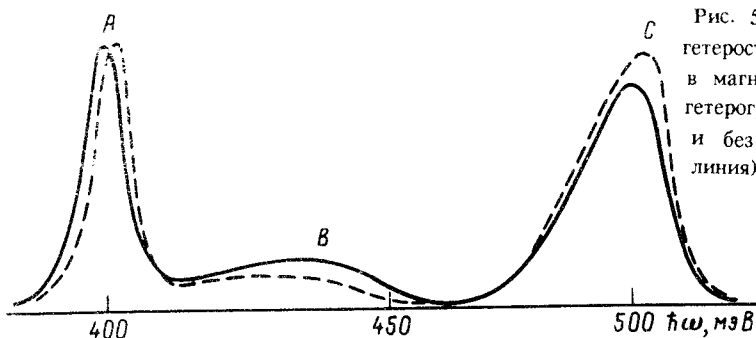


Рис. 5. Спектры люминесценции гетероструктуры $P - \text{InAsPSb}/p - \text{InAs}$ в магнитном поле, параллельном гетерогранице $H \approx 3,5 \text{ кЭ}$ (пунктир), и без магнитного поля (сплошная линия)

Известно, что приложение магнитного поля, параллельного гетерогранице, приводит к уменьшению коэффициента диффузии неравновесных электронов, т.е. к уменьшению сбора электронов в яму на гетерогранице. Таким образом, в магнитном поле должно наблюдаться: 1) увеличение интенсивности объемной линии широкозонного материала, 2) уменьшение интенсивности интерфейсной линии и смещение ее в сторону меньших энергий. Действительно, в спектре люминесценции, снятом в магнитном поле $H \approx 3,5 \text{ кЭ}$, (рис. 5) наблюдались все отмеченные закономерности.

Таким образом, полученные экспериментальные результаты, подтверждают существование на гетерогранице $p - \text{InAs}/P - \text{InAsPSb}$ квазистационарных состояний, обусловленных надбарьерным отражением.

Отметим, что рассмотренные квазилокальные состояния могут быть перспективными для создания новых типов быстродействующих оптоэлектронных приборов.

В заключение авторы благодарят В.И.Переля и Б.П.Захарченко за полезные обсуждения и поддержку данной работы.