

## СКИН-ЭФФЕКТ И ОТКЛИК ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ БАРЬЕРНЫХ СТРУКТУР<sup>1)</sup>

М.Н.Фейгинов<sup>2)</sup>, В.А.Волков<sup>2)</sup>

Институт радиотехники и электроники РАН  
103907 Москва, Россия

Поступила в редакцию 19 января 1999 г.

Решена задача о скин-эффекте в барьерной структуре конечной ширины типа: проводник (металл или полупроводник) – барьер (в частности, туннельный) – проводник. Указано на возможность возбуждения в этом режиме особых "барьерных" плазменных поляритонов (БПП), которые локализованы в барьере и прибарьерной области и имеют 2D спектр. Выявлена аналитическая связь между спектром БПП и линейным динамическим импедансом структуры, а также ее выпрямляющими характеристиками. Возбуждение БПП существенно увеличивает нелинейный отклик структуры. Показано, что линейный и нелинейный отклик типичных полупроводниковых туннельных структур в ТГц диапазоне частот определяется возбуждением БПП.

PACS: 73.20.Mf, 73.40.-c

На высоких частотах ток выталкивается из проводника и течет вдоль поверхности внутри скин-слоя. Решение этой задачи приведено в учебниках [1]. Рассмотрим теперь структуру проводник – плохо проводящий барьер – проводник конечного сечения, через которую (поперек барьера) течет ток достаточно высокой частоты. Очевидно, что далеко от барьера ток сосредоточен в боковом скин-слое. Однако даже качественно непонятно, каково пространственное распределение тока вблизи барьера, в частности, потечет ли ток вдоль барьера или нет. Эта проблема возникает, например, при исследовании импеданса и нелинейного отклика полупроводниковых туннельных структур на частотах 100 ГГц и выше. Для определенности в работе рассматривается именно такая ситуация. Нетривиальность задачи связана с необходимостью учета особой бесщелевой моды поверхностных плазмонов [2–5], распространяющейся вдоль барьера. В условиях скин-эффекта существенно электромагнитное запаздывание, поэтому эту моду будем называть барьерным плазменным поляритоном (БПП). Таким образом, исходная цель работы – решить задачу о скин-эффекте для вышеуказанных проводящих структур с барьером.

БПП является аналогом обычной ТЕМ моды в плоском неодносвязном волноводе (или полосковой линии [6]), однако в нашем случае поля БПП проникают в проводник на глубину, большую по сравнению с толщиной барьера. На интересующих нас частотах, малых по сравнению с объемной плазменной частотой проводника  $\omega_p$ , эффективная диэлектрическая проницаемость велика по абсолютной величине и, если толщина барьера достаточно мала, скорость БПП мала по сравнению со скоростью света в материале барьера. Поэтому следует ожидать, что возбуждение БПП внешним источником может стать существенным уже при таких частотах, при которых длина волны излучения источника велика по сравнению с размерами структуры.

<sup>1)</sup> Работа посвящена 70-летию юбилею В.Б.Сандомирского, учеником которого является один из авторов (В.В.)

<sup>2)</sup> e-mail: misha@mail.cplire.ru, VoVA@mail.cplire.ru

БПП имеют двумерный закон дисперсии  $\omega(\mathbf{q})$ , где  $\mathbf{q} = (q_x, q_y, 0)$  — 2D волновой вектор в плоскости барьера, и могут возбуждаться только под влиянием латеральной неоднородности. В рассматриваемой ситуации такая неоднородность возникает, когда толщина скин-слоя становится меньше латеральных размеров структуры.

Работа построена следующим образом. Сначала выводится и анализируется спектр БПП в полупроводниковой туннельной структуре, затем рассматривается вклад БПП в линейный динамический импеданс и, наконец, рассматривается коэффициент выпрямления, обусловленный БПП, в ТГц диапазоне частот.

**Спектр БПП.** Рассмотрим барьер ( $z \leq d/2$ ), обладающий дифференциальной проводимостью  $G$  и окруженный полупроводником ( $z \geq d/2$ ). Механизм проводимости барьера может быть любым, и для определенности будем считать его туннельным. Тогда плавная ( $qd \ll 1$ ) флуктуация тока через барьер  $\mathbf{j}_T(x, y, t) = (0, 0, j_T)$  связана с  $G$  законом Ома:

$$j_T(x, y, t) = -G[\xi(x, y, d/2 + 0, t) - \xi(x, y, -d/2 - 0, t)], \quad (1)$$

где  $\xi(\mathbf{r}, t)$  — локальный электрохимический потенциал. Решим линеаризованную систему уравнений Максвелла, содержащую вклад (1), и гидродинамическое уравнение движения с обычными граничными условиями на электромагнитное поле и условием непрерывности тока на барьере. Спектр БПП состоит из двух ветвей, распределение зарядов в которых симметрично и антисимметрично относительно центральной плоскости  $z = 0$ . Ограничимся рассмотрением дисперсионного уравнения самой низкочастотной (антисимметричной) моды:

$$(\omega + i\nu)(\omega + i\nu_T)\kappa = \omega_p^2 \frac{d^*}{2} \left( \kappa^2 - \frac{\omega_p^2}{c^{*2}} \frac{\omega}{\omega + i\nu} - \frac{\omega(\omega + i\nu_T)}{c^{*2}} \right), \quad \text{Re } \kappa > 0, \quad (2)$$

здесь  $d^* = d + 2r_{TF}$  — эффективная толщина барьера,  $r_{TF}$  — длина экранирования Томаса — Ферми,  $\nu_T = 4\pi G d^* / \epsilon_l$  — обратное RC-время туннельной релаксации,  $\nu$  — обратное время релаксации импульса,  $\epsilon_l$  — решеточная диэлектрическая проницаемость (считается, что  $\epsilon_l(z) = \text{const}$ ),  $c^* = c/\sqrt{\epsilon_l}$  — скорость света в барьере,  $\epsilon_s = \epsilon_l[1 - \omega_p^2/\omega(\omega + i\nu)]$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника в модели Друде,  $\kappa$  — комплексный декремент затухания полей БПП в глубь полупроводника, причем,

$$\kappa^2 = q^2 - \epsilon_s \omega^2 / c^2. \quad (3)$$

Уравнение (2) получено при выполнении условий

$$\max\{|\nu_T|, \omega, \nu\} \ll \omega_p; \quad q \ll \max\{1/d, 1/r_{TF}\}. \quad (4)$$

Введем скин-длину  $l_s(\omega)$ :

$$\frac{1}{l_s} = \frac{\omega_p}{c^*} \text{Re} \sqrt{\frac{\omega}{\omega + i\nu}}. \quad (5)$$

Анализ (2) показывает, что скорость БПП ( $\omega/q$ ) действительно мала по сравнению со скоростью света в барьере ( $c^*$ ), если  $l_s(\omega) \gg d^*$ . Приведем асимптотическое выражение для спектра БПП и декремента  $\kappa$ :

а) В длинноволновом пределе ( $|ql_s| \ll 1$ )

$$q \approx \frac{\omega}{c^*} \sqrt{\frac{2c^*}{d^* \omega_p}} \left( \frac{\omega + i\nu}{\omega} \right)^{1/4}, \quad (6)$$

$$\kappa \approx \frac{\omega_p}{c^*} \sqrt{\frac{\omega}{\omega + i\nu}}. \quad (7)$$

Из условия применимости этих выражений следует ограничение на  $\omega$  сверху:

$$\left| \frac{\omega(\omega + i\nu)^3}{\nu^4} \right| \ll \left[ \frac{\omega_p^2 d^* \omega_p}{\nu^2 c^*} \right]^2. \quad (8)$$

Этот предел характерен существенным вкладом запаздывания в спектр БПП.

б) В коротковолновом пределе ( $|ql_s| \gg 1$ )  $\kappa \approx q$ , запаздывание несущественно и дисперсионное уравнение

$$(\omega + i\nu)(\omega + i\nu_T)\kappa = \omega_p^2 \frac{d^*}{2} |q| \quad (9)$$

согласуется с результатами, полученными в [3] и [4].

**Динамический импеданс.** Рассмотрим следующую структуру: металл ( $z \leq -L - d/2$ ) – полупроводник конечных размеров ( $2W$  вдоль оси  $x$ ,  $\infty$  вдоль оси  $y$ ,  $L$  вдоль оси  $z$ ) – барьер ( $|z| < d/2$ ) – полупроводник ( $2W \times \infty \times L$ ) – металл ( $z \geq L + d/2$ ). В случае сильного скин-эффекта ( $l_s(\omega) \ll W, L$ ) полный импеданс структуры (на единицу длины в направлении оси  $y$ ) имеет два вклада:

$$Z = Z_s + Z_j. \quad (10)$$

Здесь  $Z_s$  – обычный импеданс скин-слоя боковой поверхности полупроводника:

$$Z_s = 4\pi i \kappa_s L / \omega \epsilon_s, \quad (11)$$

причем  $\kappa_s^2 = -\epsilon_s \omega^2 / c^2$ , а  $Z_j$  – искомый импеданс приборьерной области ( $|z| \lesssim d^*/2$ ).

Переходя к вычислениям импеданса туннельного перехода  $Z_j$ , заметим, что распределение поля и зарядов вблизи барьера соответствует распределению поля и зарядов в БПП, так как это единственная мода, которая может проникать с края структуры вдоль оси  $x$  на глубину, большую  $l_s$ . Поэтому нужно решить задачу о нахождении БПП с данной вещественной частотой  $\omega$  (при этом волновой вектор БПП станет комплексным  $q(\omega) = q' + iq''$ ) и определенными граничными условиями при  $x = \pm W$ . В данном случае распределение зарядов симметрично относительно плоскости  $x = 0$ , поэтому в качестве граничных условий зададим определенное значение падения потенциала на краях барьера ( $V = V(+W) = V(-W)$ ). Тогда плотность туннельного тока образует стоячую волну:

$$j_T(x) = j_T(W) \frac{\cos(qx)}{\cos(qW)}. \quad (12)$$

Найдем из предыдущего раздела плотность тока БПП  $j_x(x, z)$  и сошьем его с полным током  $J$  (на единицу длины в  $y$  направлении), подтекающим к барьеру вдоль боковых поверхностей с  $x = \pm W$ :  $J/2 = \int j_x(W, z) dz$ . Расчет импеданса дает следующий результат:

$$Z_j \equiv V/J = \frac{i}{C(\omega + i\nu_T)} \frac{qW}{\tan(qW)}, \quad (13)$$

где  $C = \epsilon_l W / 2\pi d^*$ .

Зависимость  $Z_j(\omega)$  от частоты имеет, вообще говоря, многорезонансный характер. Но на низких частотах, когда  $|qW| \ll 1$ , выражение (13) сводится к стандартному выражению для импеданса барьера:

$$Z_j = i/C(\omega + i\nu_T). \quad (14)$$

В случае очень высоких частот, когда  $q''W > 1$ , выражение для  $Z_j$  тоже упрощается:

$$Z_j = \frac{2\pi q d^*}{(\omega + i\nu_T)\epsilon_l}. \quad (15)$$

В этом случае функция  $\tan(qW)$  перестает осциллировать, и  $Z_j(\omega)$  ведет себя монотонно.

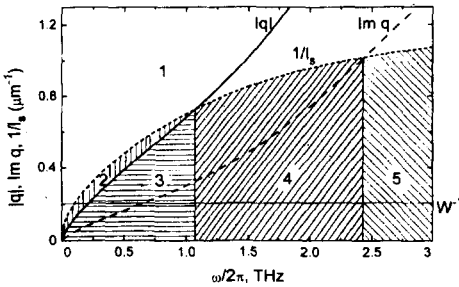


Рис.1. Графическое определение областей 1–5, в которых работают различные режимы возбуждения БПП (параметры см. в тексте). Соответствующие частотные диапазоны определяются пересечением этих областей с горизонтальной прямой  $1/W = \text{const}$  (здесь ширина структуры  $2W = 10$  мкм)

Существует определенная область значений частот сигналов  $\omega$  и величин  $W$ , при которых учет неоднородного распределения полей вдоль барьера необходим и в то же время применимы полученные результаты. Эту область удобно представить графически с помощью графиков  $|q(\omega)|$ ,  $q''(\omega)$  и  $1/l_s(\omega)$  (см. рис.1). Горизонтальная прямая  $1/W = \text{const}$  может пересекать пять областей, каждая из которых должна удовлетворять неравенствам (4).

В области 1 (не заштрихованной на рис.1) толщина скин-слоя  $l_s$  велика по сравнению с  $W$ , и распределение поля и тока в плоскости барьера является однородным. В этой области скин-эффекта нет и можно пользоваться стандартной формулой для импеданса перехода (14).

В области 2 (вертикальная штриховка на рис.1) скин-эффект существует, но распределение полей, токов и зарядов на границе полупроводник – барьер однородно, поскольку

$$|q|W < 1. \quad (16)$$

Ток течет по скин-слою вдоль барьера. В этой области БПП не возбуждаются, и импеданс определяется выражением (14).

В области 3 (горизонтальная штриховка) неравенство (16) нарушается, и возбуждение БПП играет определяющую роль. Для импеданса справедливо выражение (13). Токи в прибарьерной области сосредоточены в скин-слое и вдоль барьера проникают на глубину  $1/q''$  от боковой границы структуры.

В области 4 (косая штриховка с положительным наклоном штрихов) перестает выполняться условие сильного скин-эффекта (длина волны БПП становится меньше толщины скин-слоя). Эффективность возбуждения БПП за счет тока, подтекающего по скин-слою, должна быть меньше, чем в области 3. БПП еще должны возбуждаться,

но формула (13) не справедлива. При этом глубина проникновения токов в полупроводник от барьера есть  $1/|q|$ , и вдоль барьера с боков структуры токи проникают на длину  $1/q''$ .

В области 5 (косая штриховка с отрицательным наклоном штрихов) ток, протекающий к барьеру вдоль боковой поверхности полупроводника по скин-слою, не проникает вдоль барьера в глубь структуры, так как выполняется условие  $l_s q'' > 1$ . Аккуратный расчет в этой области также затруднителен, но качественно следует ожидать, что импеданс описывается формулой (14), где роль  $W$  играет  $l_s$ .

Конкретные расчеты в данной работе проведены для структуры на основе  $n$ -GaAs ( $n_0 = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $\epsilon_l = 13.5$ , подвижность  $\mu = 2 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{Вс}$ ) с непроводящим барьером ( $d = 30 \text{ нм}$ ,  $\epsilon_l = 13.5$ ). Толщина "верхнего" полупроводникового слоя считается большой по сравнению с толщиной скин-слоя на тех частотах, когда БПП определяют отклик структуры.

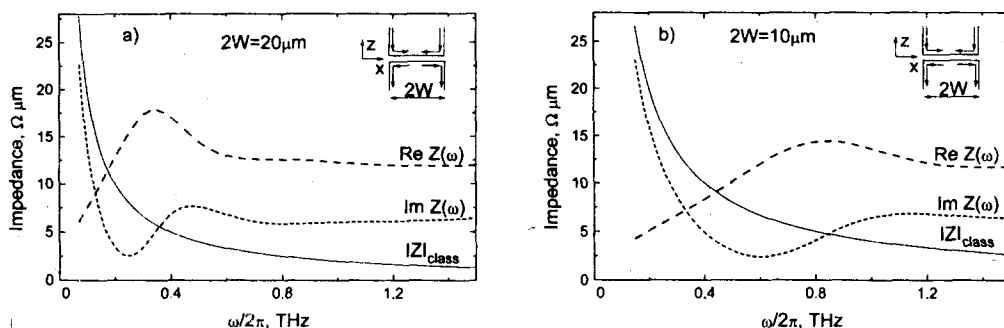


Рис.2. Частотная зависимость импеданса (на единицу длины вдоль оси  $y$ ) при учете возбуждения БПП для барьерных структур шириной (вдоль оси  $x$ ) 20 мкм (а) и 10 мкм (б); параметры см. в тексте. Для сравнения приведен импеданс классического конденсатора  $i/\omega C$ . На вставках схематически показано распределение тока вблизи барьера

На рис.2 показано влияние возбуждения БПП на импеданс  $Z_j(\omega) = Z_j'(\omega) + iZ_j''(\omega)$  барьерных структур разной ширины. Видно, что в ТГц диапазоне частот импеданс качественно и количественно отличается от классического импеданса конденсатора (в пренебрежении БПП эти импедансы должны были совпадать). С уменьшением ширины структуры БПП, как и следовало ожидать (см. рис.1), начинают проявляться на более высоких частотах.

Результаты легко обобщаются на случай структур с барьером Шоттки. Поскольку БПП антисимметрична относительно центра барьера, то плоскость  $z = 0$  эквипотенциальна и ее можно считать идеально проводящей. Поэтому удвоенный импеданс контакта Шоттки (металл – барьер – полупроводник) равен импедансу рассмотренной выше структуры, но с барьером, толщина и сопротивление которого вдвое больше, чем для барьера Шоттки.

**Малосигнальный нелинейный отклик.** Рассмотрим теперь влияние БПП на выпрямление переменного тока на полупроводниковой структуре с барьером, проводимость которого слабо нелинейна. Зависимость локального напряжения на барьере  $V(x, t)$  от локальной плотности тока  $j_T(x, t)$  зададим следующим образом:

$$V(x, t) = j_T(x, t)/G + \alpha |j_T(x, t)|^2. \quad (17)$$

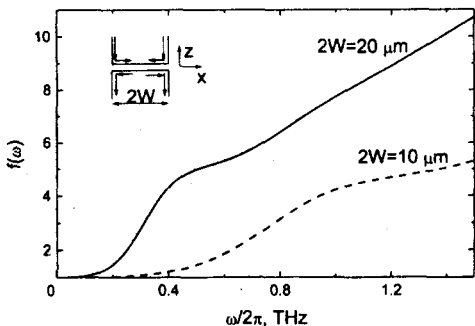


Рис.3. Коэффициент усиления выпрямленного напряжения для двух барьерных структур, отличающихся шириной  $2W$  (параметры см. в тексте)

Малость коэффициента нелинейности  $\alpha$  позволяет использовать итерационную процедуру для вычисления нелинейного вклада в  $V(x, t)$ . Используя (12) и усредняя (17) по  $t$  и  $x$ , получим выпрямленное напряжение на нулевой частоте

$$\bar{V} = V_{rect}^{classic}(\omega) f[q(\omega)], \quad (18)$$

где

$$V_{rect}^{classic}(\omega) = \frac{1}{2} \frac{\alpha}{(2W)^2} |I| \left(1 + \frac{\omega C}{2WG}\right)^{-1} \quad (19)$$

– стандартное выражение для выпрямленного напряжения, полученное в пренебрежении БПП,  $I$  – амплитуда высокочастотного тока через структуру на единицу длины в  $y$ -направлении. Фактор

$$f(q) = \left| \frac{qW}{\sin(qW)} \right|^2 \left[ \frac{\sin(2q'W)}{4q'W} + \frac{\sinh(2q''W)}{4q''W} \right] \quad (20)$$

имеет смысл коэффициента усиления выпрямленного напряжения за счет возбуждения БПП с комплексным волновым вектором. Из рис.3 следует, что фактор  $f(\omega)$  отличается от единицы на высоких частотах ( $|q|W > 1$ ), что для использованных параметров (см. выше) отвечает ТГц диапазону частот. Фактор усиления тем выше, чем шире структура и выше частота. Видно, что возбуждение БПП может на порядок увеличить выпрямленное напряжение на барьерной структуре.

Работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект #99-02-17592), ИНТАС-Российским фондом фундаментальных исследований (проект #95-0849 и #97-11475) и МНТП "Физика твердотельных наноструктур" (#96-1019).

1. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Теоретическая физика*, том VIII, *Электродинамика сплошных сред*, М.: Наука, 1989.
2. Z.Szentirmay, *Progr. Quant. Electr.* **15**, 175 (1991).
3. В.И.Тальянский, *ЖЭТФ* **101**, 1846 (1992).
4. С.А.Михайлов, В.А.Волков, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 508 (1995).
5. N.A.Savost'yanova, V.B.Sandomirsky, *Semic. Sci. Technol.* **8**, 185 (1993).
6. Л.А.Вайнштейн, *Электромагнитные волны*, М.: Радио и связь, 1988.