

Высокочастотный отклик и нелинейная когерентная генерация резонансно-туннельного диода в широком интервале частот с учетом межэлектронного взаимодействия

© В.Ф. Елесин, И.Ю. Катеев, А.И. Подливаев

Московский государственный инженерно-физический институт (Технический университет),
115409 Москва, Россия

(Получена 8 января 2002 г. Принята к печати 25 февраля 2002 г.)

В рамках последовательной квантово-механической модели численно найдены отклик и мощность когерентной генерации резонансно-туннельного диода в широком интервале частот с учетом межэлектронного взаимодействия. Показано, что „квантовый режим“ генерации сохраняется и при учете межэлектронного взаимодействия. Таким образом, возможна генерация большой мощности на частотах, превосходящих ширину резонансного уровня. В „классическом“ режиме следует ожидать даже улучшения параметров генерации, в частности уменьшения порога генерации. Это связано с ростом отрицательной дифференциальной проводимости из-за межэлектронного взаимодействия.

1. Введение

Общепринятая теория высокочастотного отклика и генерации резонансно-туннельного диода (РТД) в настоящее время отсутствует, несмотря на интенсивные исследования и несомненный практический интерес [1]. В работе [2] дана аналитическая теория линейного высокочастотного отклика и генерации РТД в рамках модели, последовательно учитывающей квантовую интерференцию электронов и открытые граничные условия (ГУ) (там же дан обзор и анализ предыдущих работ). Эта модель использовалась и в последующих работах [3,4], где аналитически и численно удалось построить нелинейную теорию генерации. Однако в этих работах не учитывалось влияние межэлектронного взаимодействия на высокочастотный отклик и генерацию РТД. В то же время следует ожидать высокую чувствительность высокочастотного отклика к межэлектронному взаимодействию. Это следует из того, что сдвиг резонансного уровня ϵ_R в структуре на величину, малую по сравнению с ϵ_R , но сопоставимую с его шириной Γ , резко изменяет резонансный ток.

Действительно, как показано в работе [5], в рамках модели когерентного туннелирования, учет межэлектронного взаимодействия приводит к резкому изменению тока и гистерезису вольт-амперной характеристики. Следовательно, при достижении больших мощностей генерации РТД межэлектронное взаимодействие должно играть важную роль.

Цель настоящей работы заключается в изучении влияния межэлектронного взаимодействия на высокочастотный отклик и генерацию РТД в рамках последовательной модели с открытыми ГУ.

2. Постановка задачи. Основные уравнения

Следуя [2], рассмотрим одномерную квантовую яму (КЯ) с двумя барьерами в виде δ -функции в точках $x = 0$ и $x = L$. Слева к КЯ подводится стационарный

поток электронов, пропорциональный q^2 , с энергией ϵ , приблизительно равной энергии резонансного уровня ϵ_R . В области КЯ действует переменное электрическое поле с потенциалом $V_{ac}(x, t)$:

$$V_{ac}(x) = \begin{cases} -\frac{evx \cos(\omega t)}{L} \Theta(x), & x < L, \\ -ev \cos(\omega t), & x > L. \end{cases} \quad (1)$$

Одночастичная волновая функция электрона $\Psi(x, t)$ удовлетворяет одномерному нестационарному уравнению Шредингера:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + [\alpha \delta(x) + \alpha \delta(x - L) + V_c(x, t)] \Psi(x, t) + V_{ac}(x, t) \Psi(x, t), \quad (2)$$

где $V_c(x, t) = g|\Psi(x, t)|^2$ — самосогласованный потенциал локального взаимодействия электронов в приближении Хартри-Фока (см. [5]).

Переменное поле вызывает ток поляризации

$$J_c(x, t) = -ie \left\{ \Psi^*(x, t) \frac{\partial \Psi(x, t)}{\partial x} - \Psi(x, t) \frac{\partial \Psi^*(x, t)}{\partial x} \right\} \\ = J_c(x) \cos \omega t + \sum_{k=2} J_k(x) \cos k\omega t. \quad (3)$$

Приведенный ток вычисляется согласно

$$J_c = \frac{1}{L} \int_0^L J_c(x) dx. \quad (4)$$

Граничные условия к уравнению Шредингера запишем аналогично [4]:

$$\begin{cases} \Psi(0, t) \left(1 - \frac{\alpha}{ik_1}\right) + \frac{1}{ik_1} \frac{\partial \Psi(0, t)}{\partial x} = 2q \exp\left(-\frac{iEt}{\hbar}\right), \\ \Psi(L, t) \left(1 - \frac{\alpha}{ik_2}\right) - \frac{1}{ik_2} \frac{\partial \Psi(L, t)}{\partial x} = 0, \end{cases} \quad (5)$$

где $k_1 = \sqrt{\frac{2m^*E}{\hbar^2}}$ и

$$k_2 = \sqrt{\frac{2m^*(E - V_c(x, t) - V_{ac}(x, t))}{\hbar^2}}$$

— волновые вектора электрона слева и справа от структуры соответственно, m^* — эффективная масса электрона в структуре. Данные граничные условия описывают поток электронов слева, их отражение и уход в область $x > L$. Они справедливы при $\omega \ll \varepsilon$.

Решение задачи ищется итерационным методом: в каждой точке временной сетки сначала из уравнения (2) стандартным методом прогонки вычисляется функция Ψ , затем находится потенциал взаимодействия V_c , который подставляется в (2), и так далее до сходимости. После этого осуществляется переход к следующей точке временной сетки. Шаг по координате $dx = L/300$, а по времени $dt = 2\pi/100\omega$.

Для расчета выбрана такая же структура, как и в работе [4]: $\alpha = 10$, $L = 2\pi$. Энергия резонансного уровня для данной структуры $\varepsilon_R \approx 0.94$, его полуширина $\Gamma \approx 5.5 \cdot 10^{-3}$. При расчете коэффициент g полагался равным 10^{-2} , что примерно соответствует силе межэлектронного взаимодействия в реальных структурах.

3. Постоянный ток резонансно-туннельного диода с учетом межэлектронного взаимодействия

В работе [5] были найдены аналитические выражения для постоянного резонансного тока через РТД J_0 и концентрации электронов

$$n_0 = \frac{1}{L} \int_0^L |\Psi_0(x)|^2 dx$$

при $V(x, t) = 0$.

Зависимости тока J_0 от энергии ε для различных значений $Q = k_1 q^2$ изображены на рис. 1 сплошной линией. Видно, что при малых q наблюдается симметричная зависимость, как и при $g = 0$. С ростом q кривая деформируется, двигаясь в сторону больших ε , а производная падающего участка $J_0(\varepsilon)$, т.е. отрицательная дифференциальная проводимость (ОДП), растет. Это связано со сдвигом резонансного уровня за счет межэлектронного взаимодействия. При значениях Q и концентрации n больше критических величин,

$$Q_c = \frac{8L\Gamma^2}{9\sqrt{3}g} \approx 0.098, \quad n_c = \frac{4\Gamma}{3\sqrt{3}g} \approx 0.423, \quad (6)$$

появляется гистерезис (см. подробнее [5]).

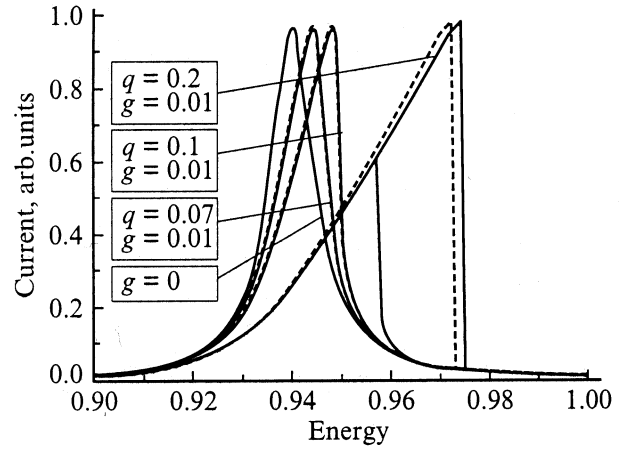


Рис. 1. Зависимости постоянного тока J_0 от энергии ε . Сплошные линии — аналитический результат, пунктирные линии — численный результат.

На этом же рис. 1 пунктиром отложены результаты численного решения уравнения (2). Видно, что они с хорошей точностью совпадают с аналитическими, как и критические значения $Q_c \approx 0.0105$ ($q_c \approx 0.104$) и концентрации электронов $n_c \approx 0.48$. Сравнение демонстрирует правильность численного расчета потенциала межэлектронного взаимодействия V_c и программы в целом. Следует также отметить, что в данной работе не рассматриваются гистерезисные явления и отслеживается, чтобы в любой момент времени концентрация электронов n не превосходила критическую величину n_c .

4. Высокочастотный отклик резонансно-туннельного диода с учетом межэлектронного взаимодействия

Как было показано аналитически в работе [2] и подтверждено численно в [4], возможны два режима работы РТД. Первый режим, названный „классическим“, реализуется, если энергия электронов выбирается в области максимальной ОДП, т.е. $\delta < \Gamma$. В этом случае усиление J_c/V_{ac} имеет максимум при частоте $\omega = 0$. Именно этот режим обычно исследовался экспериментально и теоретически [1].

В новом квантовом режиме, возникающем при $\delta > \Gamma$, усиление имеет максимум на частоте

$$\omega_m^2 = \delta^2 - \Gamma^2 \quad (7)$$

и осуществляется за счет квазирезонансных переходов между состояниями с энергиями ε и ε_R . Изучим влияние межэлектронного взаимодействия на отклик в этих двух режимах.

Вначале рассмотрим классический режим при $\omega \ll \Gamma$. Нами рассчитаны зависимости усиления J_c/V_{ac} от амплитуды переменного поля V_{ac}/Γ для $\omega/\Gamma = 10^{-2}$ и для

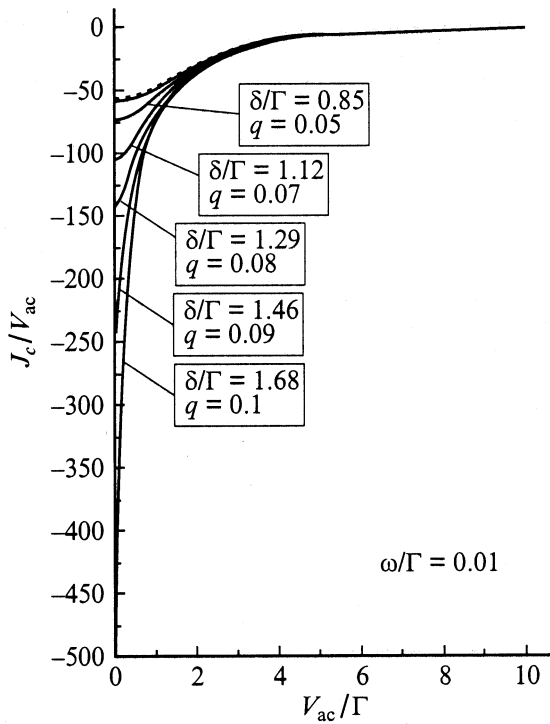


Рис. 2. Зависимости динамической проводимости J_c/V_{ac} от амплитуды переменного поля V_{ac} с оптимизацией по величине δ . Сплошные линии — с учетом межэлектронного взаимодействия ($g = 0.01$), пунктирная — без его учета ($g = 0$, $\delta/\Gamma = 0.58$).

различных q с $\delta/\Gamma = 0.85$. Начиная с $q = 0.02$, усиление растёт при малых V_{ac}/Γ , а затем начинает уменьшаться при $q > 0.06$. Это связано со сдвигом резонансного уровня и искажением формы кривой $J_0(\varepsilon)$, приводящим к изменению ОДП.

Если теперь одновременно с ростом q изменять δ так, чтобы она соответствовала максимуму ОДП, то кривые J_c/V_{ac} принимают вид, показанный на рис. 2. С увеличением q значение δ_m увеличивается, а усиление растёт. Особенно резко это проявляется при слабых полях $V_{ac} \ll \Gamma$ (линейный отклик). Причина такого поведения обусловлена сдвигом резонансного уровня и ростом наклона $J_0(\varepsilon)$ (см. рис. 1 и разд. 3). Таким образом, межэлектронное взаимодействие приводит к увеличению усиления в классическом режиме, если энергия подводимых из эмиттера электронов подстраивается с ростом q .

На рис. 3 дается частотная зависимость линейного отклика J_c/V_{ac} для $\delta = 4\Gamma$, что в отсутствие межэлектронного взаимодействия соответствует квантовому режиму. Видно, что первоначальный (при $g = 0$) максимум на частоте $\omega_m = 4\Gamma$ сдвигается с ростом q в сторону меньших частот, а усиление несколько возрастает. Сдвиг частоты связан со сдвигом резонансного уровня ε_R .

Нами рассчитаны зависимости нелинейного отклика от поля при $\delta = \omega = 4\Gamma$. С ростом тока накачки q величина отклика падает, а характер его зависимости

от поля V_{ac} изменяется слабо. Если скомпенсировать сдвиг уровня подстройкой $\delta_m(q)$ (см. рис. 4), то удается существенно увеличить усиление по сравнению со случаем $\delta = 4\Gamma$. Роста усиления можно также добиться, если использовать подстройку по частоте ω . В этом случае усиление с учетом межэлектронного взаимодействия при малых полях V_{ac} даже превосходит усиление, достижимое без его учета.

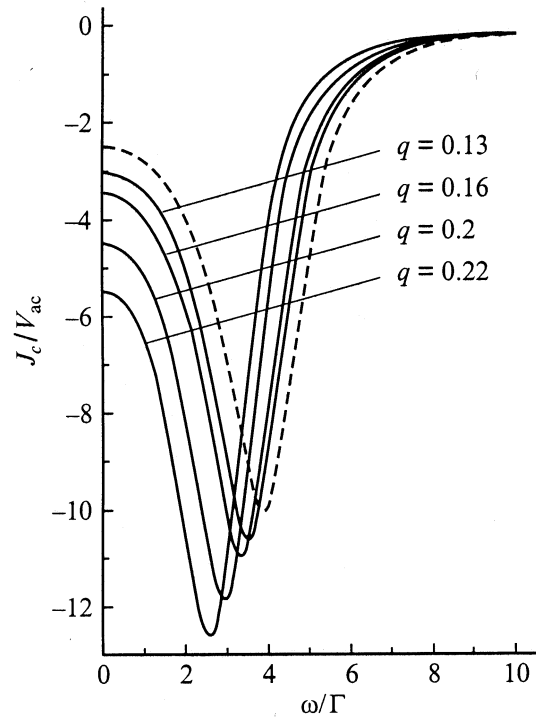


Рис. 3. Зависимости динамической проводимости J_c/V_{ac} от частоты в квантовом режиме. Сплошные линии — с учетом межэлектронного взаимодействия ($g = 0.01$), пунктирная линия — без его учета ($g = 0$). Параметры расчета: $\delta/\Gamma = 4$, $V_{ac}/\Gamma = 0.01$.

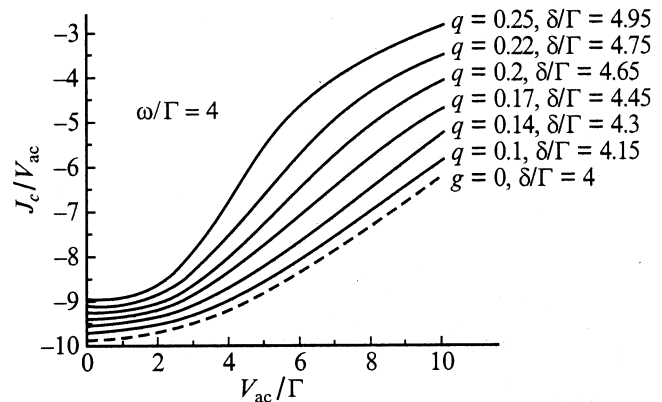


Рис. 4. Зависимости динамической проводимости J_c/V_{ac} от амплитуды переменного поля V_{ac} в квантовом режиме с оптимизацией по δ . Сплошные линии — с учетом межэлектронного взаимодействия ($g = 0.01$), пунктирная линия — без его учета ($g = 0$).

5. Генерация резонансно-туннельного диода с учетом межэлектронного взаимодействия

Для нахождения поля генерации РТД нужно отклик (усиление) J_c/V_{ac} подставить в уравнение [2]

$$\frac{\kappa L}{4\pi\tau_0} = \frac{J_c(Q, V_{ac})}{V_{ac}}, \quad (8)$$

где τ_0 — время, характеризующее потери поля в резонаторе, κ — диэлектрическая проницаемость.

В зависимости от добротности контура и параметров РТД возможны два случая. В первом случае высокой добротности ($\tau_0 \rightarrow \infty$) пороговые токи генерации Q_{th} (см. [2,4]) малы по сравнению с Q_c (см. разд. 4). В этом случае влияние межэлектронного взаимодействия невелико, и зависимость V_{ac} от Q практически не изменяется по сравнению с расчетом при $g = 0$ [4].

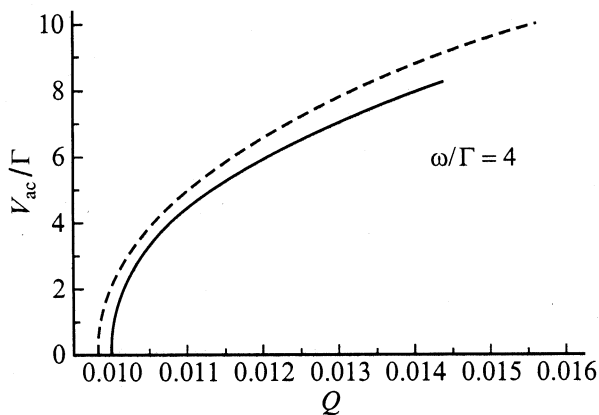


Рис. 5. Зависимости генерируемого поля V_{ac}/Γ от безразмерного тока накачки Q в квантовом режиме с оптимизацией по δ . Сплошная линия — с учетом межэлектронного взаимодействия ($g = 0.01$), пунктирная линия — без его учета ($g = 0$).

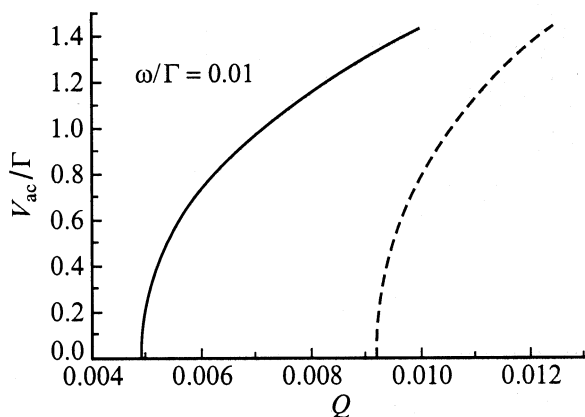


Рис. 6. Зависимость генерируемого поля V_{ac}/Γ от безразмерного тока накачки Q в классическом режиме с оптимизацией по δ при $\tau \rightarrow 0$. Сплошная линия — с учетом межэлектронного взаимодействия ($g = 0.01$), пунктирная линия — без его учета ($g = 0$).

В обратном случае низкой добротности влияние межэлектронного взаимодействия может быть значительным. Вычисленная зависимость поля V_{ac} от тока накачки Q в квантовом режиме $\delta = \omega = 4\Gamma$ демонстрирует, что учет взаимодействия несколько увеличивает пороговый ток Q_{th} и уменьшает поле генерации РТД. Однако если использовать подстройку δ (см. разд. 4), то удается увеличить мощность генерации (рис. 5).

Классический режим более чувствителен к взаимодействию. Расчеты показывают, что при использовании подстройки энергии мощность генерации значительно увеличивается, хотя пороговые токи Q_{th} изменяются немного. Если же реализуется случай низкой добротности, то пороги существенно уменьшаются из-за взаимодействия (см. рис. 6).

6. Заключение

Таким образом, „квантовый“ режим генерации слабо изменяется из-за межэлектронного взаимодействия. Поэтому возможна генерация на частотах большой мощности, превосходящих ширину резонансного уровня. В классическом режиме следует ожидать даже улучшения параметров генерации, в частности уменьшения порога. Это связано с ростом отрицательной дифференциальной проводимости из-за межэлектронного взаимодействия.

Авторы благодарны Ю.В. Копаеву за полезное обсуждение работы.

Работа выполнена в рамках Федеральной целевой программы „Интеграция“ (проект № А0133), при поддержке Министерства промышленности и науки РФ по программе „Физика твердотельных наноструктур“ (проект № 99-1140) и в рамках проекта „Построение теории взаимодействия сильных высокочастотных электромагнитных полей с электронной системой резонансно-туннельных диодов и лазеров“.

Список литературы

- [1] H.C. Liu. Phys. Rev. B, **43**, 2097 (1991).
- [2] В.Ф. Елесин. ЖЭТФ, **116**, 704 (1999).
- [3] V.F. Elesin. Phys. Low-Dim. Struct., **1/2**, 55 (2000).
- [4] В.Ф. Елесин, И.Ю. Катеев, А.И. Подливаев. ФТП, **34**, 1373 (2000).
- [5] В.Ф. Елесин. ЖЭТФ, **119**, 816 (2001).

Редактор Т.А. Полянская

A high-frequency response and a nonlinear coherent generation in resonant-tunneling diodes within a broad frequency range with electron-electron interaction

V.F. Elesin, I.Yu. Kateev, A.I. Podlivaev

Moscow State Engineering-Physics Institute
(Technical University),
115409 Moscow, Russia

Abstract Within the framework of a sequential quantum mechanical model, the response and the power of a coherent generation have been obtained numerically in resonant-tunneling diodes in a wide range of frequencies with the electron-electron interaction. The „quantum regime“ of generation is shown to be sustained under the electron-electron interaction. Thus, a high-power generation is probable under frequencies exceeding the width of the resonant level. In the „classical regime“, one can expect an improvement of generation parameters, in particular, the decreasing of the generation threshold. It is associated with the rise of the negative differential conductivity due to the electron-electron interaction.