

КОЛЕБАНИЯ БАЛЛИСТИЧЕСКОГО ТОКА ЭЛЕКТРОНОВ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ЭФФЕКТИВНОЙ МАССОЙ В ТЕРАГЕРЦЕВОМ ДИАПАЗОНЕ

Н.З.Вагидов, З.С.Грибников, А.Н.Коршак

*Институт физики полупроводников НАН Украины
252650 Киев, Украина*

Поступила в редакцию 24 ноября 1994 г.

Показано, что баллистические диоды с легированной базой оптимальной длины генерируют электрические колебания в диапазоне $2,5 \div 4,0$ Гц, причем частота осцилляций является внутренним параметром электронного газа в диоде и плавно перестраивается изменением напряжения на нем. Как сама генерация, так и резонансные свойства структуры явно обусловлены особенностью закона дисперсии энергии электронов, содержащего участок с отрицательной эффективной массой.

Рассмотрен новый механизм генерации электрических колебаний терагерцевого диапазона, обусловленный специфическим законом дисперсии энергии электронов (дырок), пролетающих легированную тонкую базу баллистического n^+nl^+ - (или p^+pp^+ -) диода. Специфика закона $\epsilon(p)$, где p – квазимпульс, состоит в существовании некоторого интервала значений p_x (ось x выбрана в направлении электронного тока) с отрицательной эффективной массой (ОЭМ). Форма $\epsilon(p_x)$ с подобным участком ОЭМ представлена на рис.1. Ранее в работах нашей группы [1–4] описаны как методы реализации необходимых зависимостей $\epsilon(p)$ (для 3D и 2D электронных газов), так и нестандартные стационарные распределения электронной концентрации $n(x)$ и электрического потенциала в случае баллистического транспорта таких электронов. Эти распределения в определенном диапазоне напряжений на структуре отличаются наличием двух (а не одной!) дипольных областей пространственного заряда, одна из которых (обычная) располагается у катода, а вторая (необычная) формируется у анода. Пространство между указанными областями пространственного заряда заполняется квазинейтральным слоем (столбом), в котором положительный заряд доноров скомпенсирован отрицательным зарядом одних только дрейфующих электронов с ОЭМ (ОЭМ-электронов). Наличие протяженного слоя с дрейфующими ОЭМ-электронами указывает на вероятную неустойчивость таких стационарных распределений, поскольку в неограниченной электронной плазме подобного типа любые продольные осцилляции конвективно неустойчивы с инкрементом нарастания, равным плазменной частоте, определяемой отрицательной массой [2].

Здесь мы покажем что: 1) начиная с определенных толщин n -базы l_c и в определенном диапазоне напряжений на ней стационарные распределения концентрации и потенциала в самом деле неустойчивы; 2) при заданном напряжении в режиме короткого замыкания (или омической нагрузки) возникает режим стационарных осцилляций баллистического тока на фоне стационарного значения, причем форма осцилляций близка к синусоидальной; 3) частота этих осцилляций никак не задается внешним резонатором (контуром) и является свойством дрейфующих электронов в базе диода, она зависит в определенных

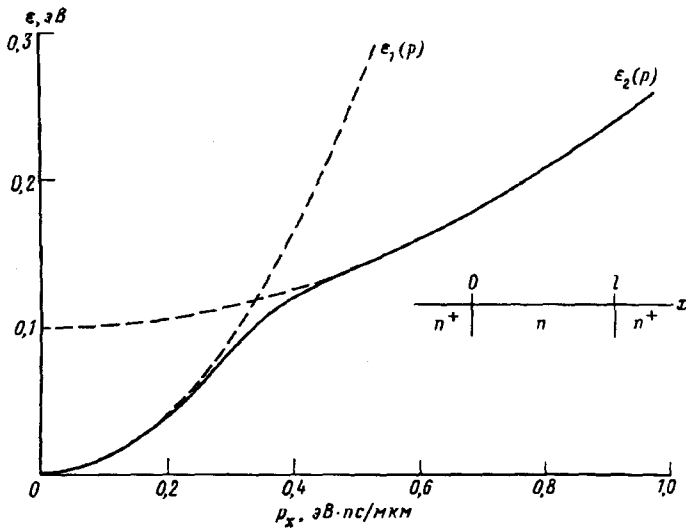


Рис.1. Зависимость $\epsilon(p)$ с участком ОЭМ, построенная по формуле (1); $m = 0,085m_0$, $M = 6m$, $\epsilon_0 = 0,1$ эВ, $\Delta = 0,02$ эВ. На врезке - n^+nn^+ -структура

пределах от длины базы и от напряжения на ней. Эти и другие изложенные далее результаты получены прямым численным интегрированием системы уравнений, включающей пространственно-одномерные уравнение Пуассона и нестационарное бесстолкновительное кинетическое уравнение для электронов с изотропным законом дисперсии

$$\epsilon(p) = \frac{1}{2}(\epsilon_1(p) + \epsilon_2(p) - ((\epsilon_1(p) - \epsilon_2(p))^2 + 4\Delta^2)^{1/2}), \quad (1)$$

где $p = |p|$, $\epsilon_1(p) = p^2/2m$, $\epsilon_2(p) = \epsilon_0 + p^2/2M$, $M > 2m$, $\epsilon_0 \gg \Delta$. В численной процедуре, чьи результаты описаны ниже, принималось: $M/m = 6$ или 3 , $m = 0,042m_0$ или $0,085m_0$ (где m_0 - масса свободного электрона), $\epsilon_0 = 0,1$ или $0,2$ эВ, $\Delta = 0,002$ или $0,02$ эВ. Толщина n -базы в структуре изменялась в пределах: $0,1 \div 0,2$ мкм. Концентрация легирующих доноров в базе принята равной $n_0 = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; диэлектрическая проницаемость $\kappa = 12,9$; температура среды $T = 300$ К. Равновесное распределение электронов без тока было фермидираковским. Таковым задавалось распределение электронов, входящих в n -базу со стороны n^+ -катода и со стороны n^+ -анода. Энергия Ферми для тех и других принята одинаковой (симметричная структура), соответствующей равновесным концентрациям электронов на n^+ -контактах (без тока) $n(0) = n(l) = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Эти распределения входящих электронов служат граничными условиями для кинетического уравнения. При наличии внешнего напряжения U на базе разность энергий Ферми входящих с двух сторон электронов равна eU . Распределение потенциала и концентрации находилось путем реализации самосогласованной пространственно-временной процедуры по описанной в [5] схеме расщепления (без внесения каких-либо упрощений в решаемую систему уравнений). Вычисления проводились как при заданном напряжении U на аноде (то есть в режиме короткого замыкания), так и при фиксированной омической нагрузке во внешней цепи.

Использовались две процедуры вычисления тока. Первая из них состояла в том, что задавалось какое-либо начальное (не обязательно равновесное) распределение потенциала и электронов и исследовалась его временная эволюция

после задания скачком напряжения на аноде U . Вне участка насыщения тока (см. [2-4]) на стационарной вольт-амперной характеристике (ВАХ) эта эволюция завершалась определенным значением тока $J = J(U)$, соответствующим стационарной характеристике [4]. Вдали от участка насыщения релаксационный процесс $J(t)$ имел аперiodический характер и быстро завершался. Вблизи условных границ этого участка релаксация имела осцилляционный характер и затягивалась на длительные времена, тем большие, чем ближе значение U к упомянутым границам: при периоде осцилляций $0,3 \div 0,4$ пс времена затухания составляют многие пикосекунды.

В пределах участка напряжений, ограниченного условными границами, релаксация не завершалась стационарным значением, а наступал переход к периодическим осцилляциям тока со стабильным периодом и амплитудой. При всех рассмотренных здесь параметрах образца и напряжениях эти стационарные осцилляции тока были близки к синусоидальным, а их амплитуды были невелики сравнительно со средним значением тока ($< 6\%$).

Вторая процедура вычисления тока преследовала цель "измерить" зависимость амплитуды и периода стационарных колебаний от U . Для этого напряжение U задавалось в виде $U(t) = U_0 + U't$, где скорость нарастания напряжения U' выбиралась малой (чтобы нарастание U на одном периоде колебаний было качественно несущественным), а начальное напряжение U_0 выбиралось заметно меньшим нижней границы интервала осцилляций. На рис.2 представлены зависимости $J(t)$, полученные при таком задании $U(t)$, для образцов с шестью различными длинами l базы: 0,13; 0,135; 0,14; 0,15; 0,175 и 0,2 мкм при прочих равных параметрах (указанных в подписи к рис.2). Вне интервала осцилляций зависимость $J(t)$ дает квазистационарную вольт-амперную характеристику структуры, измеренную с помощью компьютерного характериографа. Внутри интервала мы получили осцилляции, амплитуда и период которых постепенно меняются с ростом U . Изменения амплитуды сводятся поначалу к плавному ее нарастанию с U , достижению затем некоторого диапазона U с максимальной амплитудой и последующему плавному спаду до нуля. Наличие малых незатухающих колебаний зафиксировано уже при $l = 0,125$ мкм. Дальнейший рост l до 0,15 мкм приводит как к росту максимальной амплитуды колебаний, так и к расширению диапазона напряжений, в котором колебания существуют. Последующий рост l продолжает расширять диапазон U , но уже без видимого роста максимальной амплитуды. Напряжение, при котором амплитуда достигает максимума, имеет тенденцию к росту с ростом l . Гораздо более определенными оказались тенденции изменения частоты: 1) частота при данной длине l явно растет с ростом U ; в частности, для $l = 0,175$ и 0,2 мкм она возрастает не менее чем в 1,5 раза при изменении U от начала до конца диапазона колебаний (от $f = 2,5$ ТГц до $f = 3,75$ ТГц); 2) при увеличении l частота вполне определенно уменьшается (при $U = 0,2$ В от $f = 4$ ТГц при $l = 0,13$ мкм до $f = 2,5$ ТГц при $l = 0,2$ мкм).

Внешняя омическая нагрузка, варьируемая в достаточно широких пределах, не изменяет общего характера картины: увеличение внешнего сопротивления R от 0 (короткое замыкание) до $4 \cdot 10^{-7}$ Ом·см⁻² (с сохранением рабочей точки) приводит к естественному уменьшению амплитуды осцилляций тока в $\approx 1,5$ раза. Оценка эффективности получаемого таким образом генератора колебаний дает значение, превышающее 0,5%.

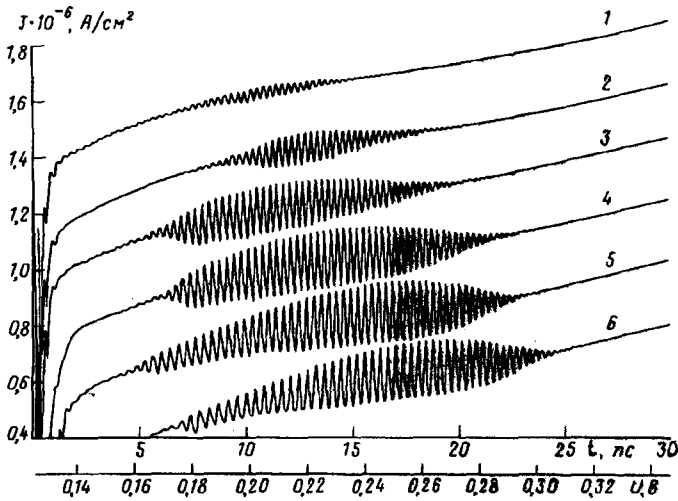


Рис.2. Временные зависимости плотности полного тока $J(t)$ для диодов с различными длинами базы l при напряжении, изменяющемся по закону $U(t) = U_0 + U't$, $U_0 = 0,125$ В $U' = 7,4$ мВ/нс. Начало отсчета тока для двух соседних графиков сдвигается на $0,2 \cdot 10^6$ А/см²; l (мкм) = 0,13(1); 0,135(2); 0,14(3); 0,15(4); 0,175(5); 0,2(6). Параметры структуры такие же, как на рис.1. Наряду со шкалой реального времени по оси абсцисс показана шкала напряжения, соответствующая принятой зависимости $U(t)$

Колебаниям электрического тока соответствуют колебания концентрации дрейфующих электронов в средней части базы диода. На рис.3 представлены 6 мгновенных распределений концентрации электронов в квазинейтральном столбе и на его границах через равные промежутки времени в течение одного периода осцилляций. В рассматриваемом пространстве уместаются один-два максимума концентрации, бегущих, изменяя свою амплитуду, от катода к аноду. Изменения концентрации повсюду малы.

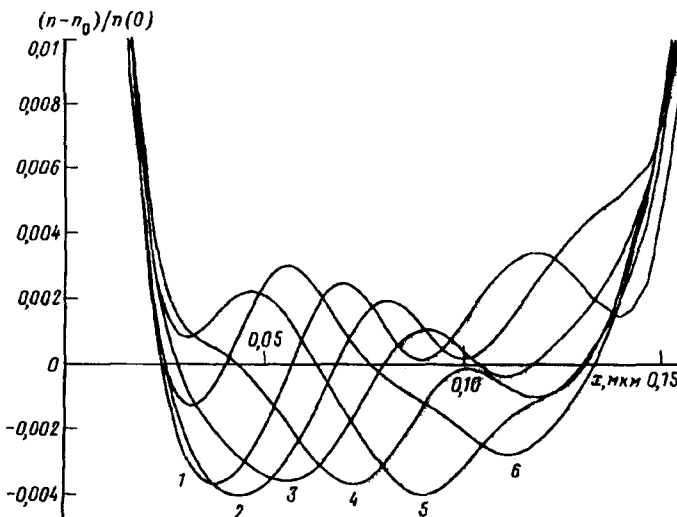


Рис.3. Мгновенные распределения концентрации электронов $n(x,t)$, зафиксированные в течение одного периода осцилляций тока (со сдвигом времени $\Delta t = 0,05$ нс между соседними распределениями) для образца с $l = 0,175$ мкм и теми же параметрами, что на рис.1, при $U = 0,25$ В

Вариации параметра Δ (в пределах $\Delta \ll \epsilon_0$) в законе дисперсии (1) практически никак не сказывались, хотя и существенно изменяли величину отрицательной эффективной массы. Такое невлиание является ожидаемым, поскольку этот параметр хотя и определяет величину инкремента нарастания неустойчивости, но не входит в иные соотношения. Изменения же ϵ_0 , m и

M , существенно перестраивая весь закон $\epsilon(p)$, заметно сказываются на всех приведенных зависимостях от U и l .

Подведем некоторые итоги. Участок насыщения (или квазинасыщения) тока на статических вольт-амперных характеристиках баллистического тока ОЭМ-электронов оказался, как и ожидалось [2-4], неустойчивым, то есть несмотря на отсутствие статической отрицательной дифференциальной проводимости N -типа адмиттанс здесь в широком диапазоне частот f характеризуется отрицательной активной составляющей. Наличие собственной резонансной частоты f_0 означает, что мнимая составляющая адмиттанса меняет знак с ростом f , будучи емкостной при $f < f_0$ и индуктивной при $f > f_0$. Напомним, что при параболическом и кейновском законах дисперсии мнимая составляющая адмиттанса всегда сохраняет свой емкостной характер. Ранее смена знака адмиттанса с частотой предсказывалась для квазibalлистического транспорта с испусканием одного фонона за время пролета через базу [6], при учете периодичности закона дисперсии в материалах с узкой запрещенной зоной [7], а также при наличии в спектре электрона тяжелых верхних долин, в которые рассеиваются баллистические электроны [8]. Генерация колебаний терагерцевого диапазона предсказана недавно для случая баллистического транспорта электронов с параболическим законом дисперсии, управляемых короткими затворами [9]. Рассмотренный здесь механизм генерации существенно отличен от всех известных. Важной особенностью настоящей работы является вычисление амплитуды генерируемых колебаний, что невозможно в рамках теории линейного адмиттанса.

Для генерации колебаний еще более высокой, чем здесь, частоты, необходимо уменьшить критическую длину l_c базы, начиная с которой возникают осцилляции (здесь она равна $\approx 0,125$ мкм). Уменьшение l_c также желательно для обеспечения гарантированной баллистичности электронного транспорта (см. обзоры [8,10]). Необходимого уменьшения l_c следует ожидать при увеличении на порядок концентрации доноров n_0 и, соответственно, контактных концентраций $n(0)$ и $n(l)$.

Авторы благодарны Фонду фундаментальных исследований ГКНТ Украины за частичную поддержку данного исследования.

1. З.С.Грибников, ФТП 28, 880 (1994).
2. З.С.Грибников, А.Н.Коршак, ФТП 28, 1445 (1994).
3. Z.S.Gribnikov and A.N.Korshak, Proc. 185th Meeting of the Electrochem. Soc., 1994, J. Electrochem. Soc. (в печати).
4. Н.З.Вагидов, З.С.Грибников, А.Н.Коршак, ФТП (направлена в печать).
5. Ю.С.Сигов, Численные методы кинетической теории плазмы. МФТИ, 1984.
6. Н.А.Банов, В.И.Рыжий, В.А.Федирко, Письма в ЖТФ 7, 1118 (1981).
7. А.А.Игнатов, ДАН СССР 265, 859 (1982).
8. В.И.Рыжий, Н.А.Банов, В.А.Федирко, ФТП 18, 769 (1984).
9. M.Dyakonov and M.Shur, Phys. Rev. Lett. 71, 2465 (1993).
10. В.Л.Борблик, З.С.Грибников, ФТП 22, 1537 (1988).