

УДК 621.382

ИНЕРЦИОННОСТЬ S-ОБРАЗНОЙ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПРЕДЕЛЬНЫЕ ЧАСТОТЫ АВТОКОЛЕБАНИЙ В МНОГОСЛОЙНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

А. М. Белянцев, А. А. Игнатов, В. И. Пискарев, В. И. Шашкин

Рассмотрена динамика разогрева электронного газа в многослойных гетероструктурах с объемными барьерами. Исследована инерционность включения и выключения тока S-образной ВАХ, оценены предельные частоты автоколебаний релаксационного типа. Показано, что в оптимальных условиях, определяемых выбором параметров многослойных гетероструктур, быстроедействие определяется временем захвата горячих электронов в потенциальные ямы, которое при достаточной величине барьера составляет $(1 \div 3) \cdot 10^{-12}$ с.

В условиях электронного перегрева при вертикальном транспорте в многослойных гетероструктурах (МГС) вольт-амперная характеристика (ВАХ) может иметь S-образный вид [1]. При малых напряжениях на структуре, когда электроны находятся в потенциальных ямах, соответствующих узкозонной части МГС, сопротивление постоянному току велико. При превышении порогового напряжения возникает лавинообразный разогрев электронов, их делокализация, что приводит к резкому включению тока низкоомной ветви ВАХ. Остывание электронов и срыв тока к высокоомному состоянию МГС происходит при напряжениях ниже порогового, что связано с большей мощностью, поступающей в электронную подсистему во включенном состоянии. По существу механизм, определяющий гистерезис включения тока и результирующую S-образность ВАХ МГС, аналогичен известному в теории «пробоя» в полупроводниках с флуктуационным примесным потенциалом при низких температурах [2], что неоднократно обсуждалось применительно к МГС в недавних публикациях [3, 4]. Отличие процессов в МГС от полупроводников с флуктуационным потенциалом заключается в том, что из-за сравнительно больших высот энергетических барьеров Δ , отделяющих локализованные и делокализованные состояния, S-образность ВАХ наблюдается при комнатных температурах ($\Delta \gg kT_r$). При этом независимо от механизма токопереноса на высокоомной ветви (термоэмиссионного или туннельного типа) с ростом напряжения происходит значительное понижение эффективной высоты барьеров (из-за нерезкости гетеропереходов или «включения» туннелирования через треугольный барьер), что определяет слабую зависимость напряжений включения и срыва тока от температуры решетки [1]. Другим важным обстоятельством является то, что при высокой концентрации свободных носителей в потенциальных ямах МГС ($n \sim 10^{17}$ см⁻³) интенсивные электрон-электронные столкновения приводят к быстрой максвеллизации функции распределения и установлению общей температуры электронного газа T_e [5]. В свою очередь, основным механизмом релаксации энергии горячих электронов с температурой $kT_e \sim \Delta > \hbar\omega_0$ является испускание оптических фононов с энергией $\hbar\omega_0$. Несмотря на квазиупругий характер рассеяния с сильно различающимися длинами импульсной l_p и энергетической l_g релаксации $l_g \gg l_p$, темп остывания электронного газа оказывается достаточно высоким с характерным временем $\tau_g \approx 1$ пс [5, 6], что определя-

ей в конечном итоге малую инерционность установления ВАХ [1].

Для исследования динамических эффектов протекания тока в МГС обратимся к упрощенной модели структуры. Представим МГС как периодическую последовательность легированных потенциальных ям (ширины L_a), разделенных относительно узкими барьерами треугольной формы (ширины L_b). Выберем параметры структуры так, чтобы выполнялось условие $l_g > L_a > l_p > L_b$. Цепочка неравенств позволяет считать ток в барьерных областях термоэмиссионным, аппроксимировать функцию распределения в потенциальных ямах максвелловской и пренебречь пространственной неоднородностью температуры электронного газа в рассматриваемой безграничной структуре. Будем считать, что уровень легирования узкозонного полупроводника в МГС достаточно высок, так что приложенное напряжение падает только в области барьеров. В этих условиях надбарьерные электроны баллистически преодолевают барьерные области и затем обмениваются приобретенной энергией с электронами, локализованными в потенциальных ямах, и разогревают их. Величину тока I можно определить, используя наряду с выражением для термоэмиссионного тока через треугольный барьер [7] уравнение баланса для электронной температуры:

$$\frac{dT}{dt} - \frac{Iu}{L} = -(T - T_0); \quad (1)$$

$$I = 2 \sqrt{T} \exp(-1/T) \operatorname{sh}(u/T). \quad (2)$$

Введены следующие обозначения для безразмерных переменных: $T = kT_e/\Delta$ — нормированная на высоту барьера Δ электронная температура, $T_0 = kT_r/\Delta$ — решеточная температура, $t = v_g t_r$ — безразмерное время, $v_g = \tau_g^{-1}$ — частота релаксации энергии, $I = I_r / e n v_0 S$ — ток, n — концентрация электронов, $v_0 = (\Delta/2\pi m)^{1/2}$ — характерная скорость электронов с энергиями, равными высоте барьеров Δ ; S — площадь поперечного сечения МГС; $u = u_r/u_t$ — падение напряжения на структуре; $u_t = 2N\Delta/e$ — напряжение, «открывающее» потенциальные барьеры; N — число периодов в МГС; $L = 3L_a/4l_g$ — нормированная ширина ямы; $l_g = v_0 \tau_g$ — характерная энергетическая длина свободного пробега.

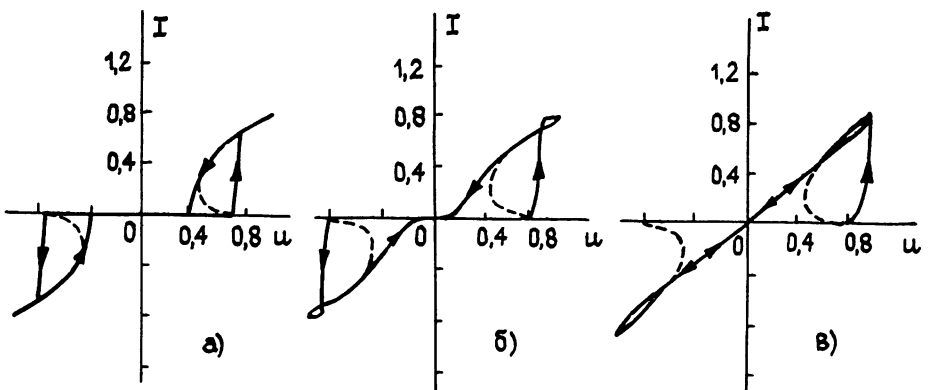


Рис. 1.

Численное решение уравнений (1), (2) позволяет выяснить общий характер динамики разогрева электронного газа и инерционность установления ВАХ при воздействии на МГС синусоидального напряжения $u = u_a \sin \omega t$, где $\omega = \omega_r / v_g$. Динамические зависимости тока проводимости от напряжения при $u_a = 1$ представлены на рис. 1 (а) — $\omega =$

$= 10^{-2}$; б) 10^{-1} ; в) 1) для параметров МГС $L=0,2$; $T_0=0,05$ (пунктиром приведен расчет статической ВАХ $u_0(I_0)$). Начальные условия при $t=0$: $T=T_0$; дальнейшую эволюцию тока $I(u(t))$ поясняют стрелки на графиках.

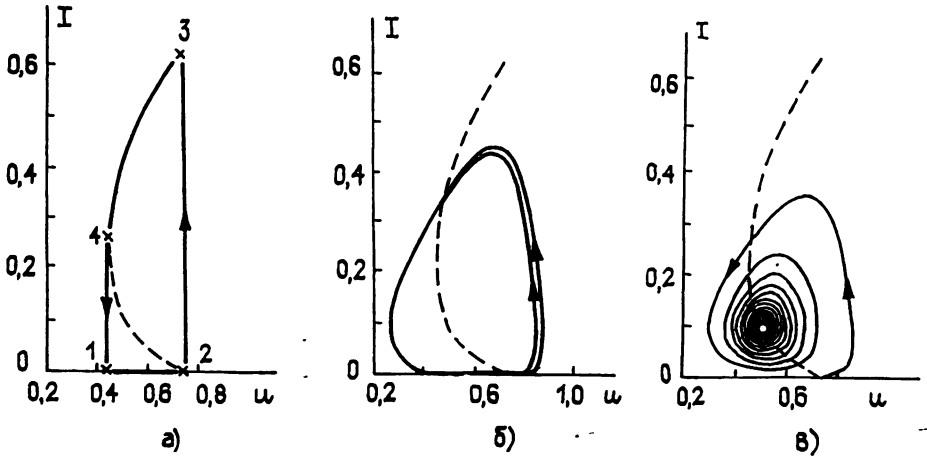


Рис. 2.

Для того чтобы исследовать режим релаксационных автоколебаний, необходимо наряду с (1), (2) учесть уравнение для полного тока

$$\left(1 + \frac{C}{C_0}\right) \frac{\nu_g}{\omega_m} \frac{du}{dt} = I_0 - I, \quad (3)$$

где, помимо введенных выше безразмерных переменных, используются следующие обозначения: C — включенная параллельно МГС внешняя емкость; $C_0 = \epsilon S / 4\pi N L_b$ — геометрическая емкость структуры; $\omega_m = 4\pi e n v_0 / \epsilon E_t$ — эффективная максвелловская частота; $E_t = u_t / N L_b = 2\Delta / e L_b$ — характерная величина поля в барьерном слое; $I_0 = I_v / e n v_0 S = \text{const}(t)$ — ток внешней цепи. Зависимость I от u , полученную в результате численного решения системы уравнений (1)–(3) при $L=0,2$, $T_0=0,05$, $I_0=0,1$, $C=0$, иллюстрирует рис. 2 (а) — $\nu_g / \omega_m \approx 47$; б) — $0,94$; в) — $0,47$). Начальные условия при $t=0$: $u=0$, $T=T_0$. Пунктиром представлена статическая ВАХ $u_0(I_0)$. График рис. 2а явно соответствует релаксационным колебаниям, когда временной интервал между импульсами тока и их длительностью определяются временами заряда емкости структуры внешним током на высокоомной ветви ВАХ (участок $1 \rightarrow 2$) и разряда этой емкости на низкоомной ветви ($3 \rightarrow 4$). При этом характерные времена включения ($2 \rightarrow 3$) и выключения ($4 \rightarrow 1$) тока определяются быстрыми, в сравнении с периодом релаксационных осцилляций, процессами разогрева и остывания электронов. С хорошей точностью время заряда собственной емкости структуры T_{1-2} и длительность токовых импульсов T_{3-4} в этих условиях можно оценить, пренебрегая током на высокоомной ветви и аппроксимируя низкоомную ветвь ВАХ прямой линией в диапазоне токов от I_3 до I_4 [8]:

$$T_{1-2} = \alpha (u_2 - u_1) / I_0; \quad (4)$$

$$T_{3-4} = \alpha \frac{u_2 - u_1}{I_3 - I_4} \ln \frac{I_3 - I_0}{I_4 - I_0}, \quad (5)$$

где $\alpha = (1 + C/C_0) \nu_g / \omega_m$. Когда период автоколебаний приближается к времени энергетической релаксации электронного газа в МГС, оценки на основе (4), (5) становятся несправедливыми. Релаксационный характер колебаний становится менее выраженным (исчезают высшие

гармоники частотного спектра) и сглаживаются углы предельного цикла — рис. 2б. Как показывает расчет, период осцилляции в этом случае $T_{\Sigma} = T_{1-2} + T_{2-3-4-1} \approx (3,5+6)\tau_g \approx 9,5\tau_g$. Дальнейшее увеличение максвелловской частоты приводит к устойчивости — рис. 2в (период затухающих осцилляций $T_{\Sigma} \approx 5,2\tau_g$). Таким образом, можно определить минимальный период осцилляций при выбранных параметрах МГС — $T_{\min} \approx 6\tau_g$, что соответствует предельной частоте $\omega_{\max} \approx 1,1$.

Оценить предельную частоту колебаний в релаксационном режиме и исследовать ее зависимость от параметров L , T_0 , I_0 можно на основе относительно простого анализа устойчивости состояния равновесия, отвечающего току I_0 на статической ВАХ. При аналитическом исследовании устойчивости пренебрежем плавной зависимостью тока I — уравнение (2) — от электронной температуры и будем считать, что $I = \exp[-(1-u)/T]$. Обычная процедура линеаризации уравнений (1), (3) вблизи $I=I_0$ для возмущений $\sim \exp(pt)$ ($p = -i\omega$) дает возможность вычислить высокочастотную дифференциальную проводимость $\sigma(p) = I_0/u_0$, которая определяется следующими соотношениями:

$$\sigma(p) = \sigma(0) \frac{1+p/a}{1+p/b}; \quad (6)$$

$$a = 1 - \frac{I_0}{L} \ln I_0; \quad (7)$$

$$b = 1 + \frac{I_0 u_0 \ln I_0}{LT_0 + I_0 u_0}; \quad (8)$$

$$\sigma(0) = \frac{I_0 L}{LT_0 + I_0 u_0} \frac{a}{b}. \quad (9)$$

Величина $\sigma(0)$ обозначает статическую дифференциальную проводимость на ВАХ МГС $u_0 = L(1+T_0 \ln I_0)/(L - I_0 \ln I_0)$. Устойчивость состояния равновесия I_0 , u_0 определяется расположением нулей полной проводимости МГС

$$G(p) \equiv \sigma(p) + \alpha p = 0 \quad (10)$$

на комплексной p -плоскости. На основе (6) — (10) легко сформулировать критерий неустойчивости, возникающей только в области ОДП и при достаточно больших α , а именно при выполнении условий

$$\alpha > -\sigma(0)/a, \quad \sigma(0) < 0, \quad (11)$$

что соответствует полупроводнику релаксационного типа, имеющего время установления электронной температуры меньше времени максвелловской релаксации [9]. Состояние равновесия I_0 , u_0 вблизи границы области неустойчивости (11) оказывается фокусом, который при уменьшении α становится устойчивым. Его частота

$$\omega_{\max} = \sqrt{-ab} \quad (12)$$

может служить оценкой предельной частоты автоколебаний в МГС и, согласно (8), является максимальной, до которой $\text{Re } \sigma(\omega) < 0$. Рассчитанные на основе (12) зависимости ω_{\max} от I_0 представлены на рис. 3. Сплошная линия соответствует $T_0 = 0,05$; пунктир — $T_0 = 0,1$ ($I - L =$

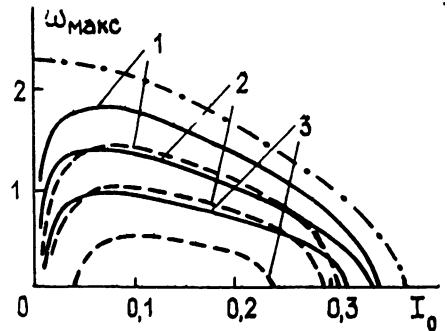


Рис. 3.

$=0,1$; $2-0,2$; $3-0,5$); штрихпунктир — $T_0=0$, $L=0,1$. Из рисунка видно, что увеличение L и T_0 приводит к уменьшению ω_{\max} и сужению области неустойчивости по I_0 . Заметим здесь, что линейные оценки предельных частот генерации, полученные на основе (11) и представленные на рис. 3, хорошо согласуются с результатами численного исследования колебаний релаксационного типа в МГС, проведенного выше.

Таким образом, при достаточно высоком темпе релаксации энергии электронов $\nu_g/\omega_m \gg 1$ ($\alpha \gg 1$) состояние равновесия на падающей ветви S-образной ВАХ МГС является неустойчивым, что приводит к возникновению автоколебаний (см. рис. 2а, б). С уменьшением α частота колебаний возрастает до значений, определяемых соотношением (12) (см. рис. 3). Дальнейшее уменьшение α приводит к срыву генерации (рис. 2в). В этих условиях устойчивость по отношению к возбуждению автоколебаний еще не означает устойчивость системы в целом. Действительно, при $\nu_g/\omega_m \ll 1$ ($\alpha \ll 1$) в области ОДП возможно развитие неустойчивости неоднородных возмущений тока в поперечном сечении структуры — эффект шнурования [10]. Напротив, при $\nu_g/\omega_m \gtrsim 1$ ($\alpha \gtrsim 1$) в условиях, навязанных внешней схемой быстропеременных процессов или автоколебаний, когда нахождение системы на падающем участке ВАХ исключено, шнурование вероятнее всего подавлено [9]. Данное обстоятельство оправдывает в значительной степени использованное в настоящей работе предположение об однородности электрического тока.

В заключение приведем некоторые численные оценки для МГС на основе GaAs — Al_xGa_{1-x}As ($x \approx 0,3$). При характерных значениях величины барьера $\Delta \approx 0,24$ эВ скорость инжектируемых в потенциальную яму GaAs электронов $v_0 \approx 3 \cdot 10^7$ см/с и при $T_r=300$ К, $T_0 = kT_r/\Delta \approx 0,1$. При $n \approx 5 \cdot 10^{16}$ см⁻³ характерную длину релаксации энергии можно оценить, используя результаты расчета методом Монте-Карло [11], учитывающего электрон-фононное и электрон-электронное рассеяние, откуда $l_g \approx 3000$ Å. Для эффективного времени релаксации энергии получаем $\tau_g = l_g/v_0 \approx 10^{-12}$ с, что согласуется с прямым расчетом [5]. Считая $L_a \approx 800$ Å, находим $L \approx 0,2$, т.е. в МГС выполнено условие $l_g \gg L_a$. При этом импульсная длина свободного пробега составляет величину $l_p \approx 300$ Å [5], т.е. установление электронной температуры (эффективный обмен энергией между электронами) происходит в пределах одного периода структуры. При барьере шириной $L_b = 300$ Å $E_t = 2\Delta/eL_b \approx 160$ кВ/см и при $\epsilon \approx 13$ $\omega_m \approx 10^{12}$ с⁻¹, $\nu_g/\omega_m \approx 1$. Для выбранных значений параметров МГС характерная частота автоколебаний $f = 1/T_{\Sigma} \approx 150$ ГГц. Таким образом, в МГС возможна генерация в коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белянцев А. М., Игнатов А. А., Пискарев В. И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. Вып. 7. С. 339.
2. Шкловский Б. И., Шур М. С., Эфрос А. Л. // ФТП. 1971. Т. 5. Вып. 10. С. 1938.
3. Мезрин О. А., Трошков С. И. // ФТП. 1986. Т. 20. Вып. 7. С. 1298.
4. Толстихин В. И. // ФТП. 1986. Т. 20. Вып. 12. С. 2199.
5. Lugli P., Ferry D. K. // Physica. 1985. V. 134B. № 1—3. P. 364.
6. Сурис Р. А., Федирко В. А. // ФТП. 1978. Т. 12. Вып. 6. С. 1060.
7. Singh S. N., Kishore R., Singh P. K. // IEEE Trans, 1985. V. ED-32. № 5. P. 998.
8. Андронов А. А., Витт А. А., Хайкин С. Э. Теория колебаний. — М.: Наука, 1981.
9. Shaw M. P., Grubin H. L., Gastman I. J. // IEEE Trans. 1973. V. ED-20. № 2. P. 169.
10. Болч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Миронов А. Т. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках. — М.: Наука, 1972.

Институт прикладной физики
АН СССР

Поступила в редакцию
23 марта 1987 г.,
после переработки
29 октября 1987 г.

INERTIA OF AN S-SHAPED CURRENT-VOLTAGE CHARACTERISTIC AND FREQUENCY LIMITS OF SELF-OSCILLATIONS IN MULTILAYERED HETEROSTRUCTURES

A. M. Belyantsev, A. A. Ignatov, V. I. Piskarev, V. I. Shashkin

Dynamics of electron gas heating in a multilayered heterostructure with bulk barriers is considered. Current switch-on and -off time and cutoff frequencies of relaxation oscillations are determined. It is shown that under optimum condition depending on the characteristics of multilayered heterostructures the speed of operation is limited by the time of electron trapping into potential wells ($\tau_{\phi} \approx (1-3) \cdot 10^{-12}$ s) for high enough barriers.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Нелинейные оптические свойства органических молекул и кристаллов: В 2-х томах: Пер. с англ. / Под ред. Д. Шемлы, Ж. Зисса. — М.: Мир, 1989 (IV кв.).—50 л.

Уникальная по широте охвата и глубине изложения первая в мировой литературе монография, посвященная нелинейным оптическим свойствам органических молекул и кристаллов. В книге отражены первые значительные успехи в программном синтезе органических кристаллов и пленок (более 400 соединений) с оптимизированными заданными свойствами, полученные в результате прогнозов, основанных на современной квантовой теории, связывающей свойства органических молекул с тонкими особенностями их строения.

Для специалистов в области квантовой электроники, а также для разработчиков новых материалов для лазерной техники, студентов и аспирантов соответствующих специальностей.

Фелдман Л., Майер Д. Основы анализа поверхности и тонких пленок: Пер. с англ.— М.: Мир, 1989 (IV кв.). — 22 л.

Монография написана известными специалистами в области атомных столкновений в твердых телах. Она посвящена физическим основам и методам использования пучков ионов, электронов и рентгеновского излучения для анализа структуры и состава тонких слоев вещества. Эти методы играют важную роль в развитии современной атомной технологии и в области микроэлектроники. Все эти вопросы изложены на высоком научном уровне. Аналогичных книг на русском языке нет.

Для специалистов, интересующихся вопросами анализа поверхности и тонких пленок, аспирантов и студентов.