

КОМПРЕССИЯ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕЗОНАНСНЫХ СИСТЕМАХ С КВАНТОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКОЙ

А.А.Жаров¹⁾, Е.П.Додин, А.С.Распопин

Институт физики микроструктур РАН
603600 ГСП-105, Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 3 августа 2000 г.

После переработки 2 октября 2000 г.

Теоретически обоснована возможность генерации ультракоротких электромагнитных импульсов терагерцевого диапазона в резонансных системах, содержащих квантовые полупроводниковые сверхрешетки. Данный эффект обусловлен компрессией падающего на резонатор излучения из-за сверхбыстрой автомодуляции добротности резонатора при циклическом переключении сверхрешетки из экранирующего в прозрачное состояние в поле волны накачки.

PACS: 42.50.Tj, 42.65.Pc

1. В настоящее время наблюдается существенное оживление в исследованиях взаимодействия интенсивного электромагнитного излучения с квантовыми полупроводниковыми сверхрешетками (СР) [1–3] – полупроводниковыми структурами с периодически изменяющимся на нанометровых масштабах химическим составом. Наличие соответствующего дополнительного периодического потенциала приводит к дроблению энергетического спектра носителей заряда на совокупность достаточно узких (с шириной $\sim 10 - 100$ мэВ) разрешенных и запрещенных минизон. Достижения в технологиях позволили получать очень совершенные СР с ярко выраженной минизонной структурой, способные проявлять, в силу узости минизон, исключительно сильные нелинейные свойства в электромагнитных полях терагерцевого диапазона [4]. В результате возникла реальная перспектива использования квантовых СР в микроэлектронике терагерцевого диапазона в качестве высокоэффективных умножителей частоты, элементов логики, усилителей и источников излучения.

Под влиянием внешнего переменного электромагнитного поля полупроводниковые СР демонстрируют целый ряд интересных нелинейных эффектов, обусловленных существенно неквадратичным законом дисперсии электронов в минизоне. В частности, хорошо известно [5, 6], что в заданном гармоническом электрическом поле, направленном вдоль оси СР, в пределе малых относительных частот упругих и неупругих соударений, имеет место эффект динамической локализации электронов, возникающий при амплитудах переменного поля, таких, что значения параметра $eEd/\hbar\omega$ отвечают корням функции Бесселя $J_0(eEd/\hbar\omega) = 0$, где E , ω – амплитуда и частота электрического поля, d – период СР, e – заряд электрона, \hbar – постоянная Планка. В условиях динамической локализации переменные токи на всех гармониках обращаются в нуль, в результате чего СР ведет себя как линейный диэлектрик, прозрачный для монохроматического электромагнитного излучения. Это явление получило название самоиндуцированной прозрачности. Однако, как показали

¹⁾ e-mail: zharov@ipm.sci-nnov.ru

недавние исследования самоиндуцированной прозрачности латеральных СР, выполненные в самосогласованной волновой постановке [7], результаты теории заданного поля адекватно описывают нелинейное отражение падающей на СР электромагнитной волны лишь при сравнительно малых концентрациях электронов, соответствующих условию $\omega_p \ll \omega$, где ω_p – плазменная частота электронов на дне минизоны. Было также показано, что в случае достаточно большой концентрации электронов, обеспечивающей практически идеальную экранировку излучения в слабых полях, режим просветления наступает скачком²⁾ при превышении амплитудой падающей волны определенного критического значения, что связано с установлением в СР били мультистабильного состояния, вызванного влиянием нелинейного экранирующего тока, текущего по СР. Фактически это означает появление неоднозначной связи между напряженностью электрического поля в СР и полем падающей волны накачки. При этом даже в случае монохроматической падающей волны самосогласованное поле в СР содержит высшие гармоники, вклад которых в процессы электронного транспорта может оказаться существенным, и строгая локализация электронов будет отсутствовать. На рис.1 представлена, взятая из работы [7], зависимость коэффициента прохождения плоской монохроматической электромагнитной волны, нормально

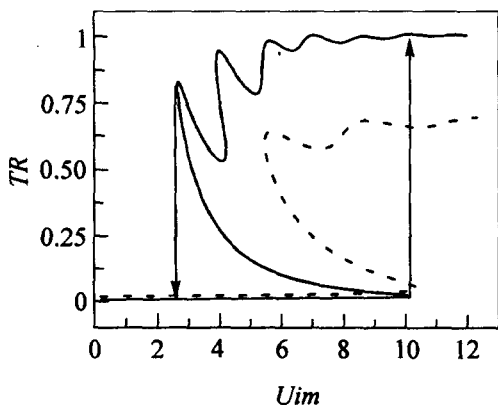


Рис.1. Зависимость коэффициента прохождения электромагнитной волны TR через латеральную СР, расположенную на диэлектрической подложке с проницаемостью ϵ_s , от амплитуды падающего высокочастотного поля при $\nu_1 = \nu_2 = 0.03$ и $\theta_0 = 30$ (обозначения введены ниже); сплошная линия – $\epsilon_s = 1$; штриховая линия – $\epsilon_s = 12.4$

падающей на латеральную СР (так, что вектор электрического поля ориентирован вдоль оси СР), расположенную на диэлектрической подложке, от амплитуды падающего высокочастотного электрического поля. Особенностью просветления сильно легированных СР в интенсивных электромагнитных полях является малое время соответствующих переходных процессов, показанных на рис.1 стрелками. Это время зависит от концентрации электронов, определяющей в данной ситуации основной, радиационный, механизм потерь энергии, и от интенсивности излучения, устанавливающей другой характерный временной масштаб в системе – блоховскую частоту. В условиях, рассмотренных в [7], время переходных процессов составляло величину, соизмеримую с периодом падающего на СР поля.

Основная идея данной работы – использование явления сверхбыстрого переключения СР из экранирующего состояния в прозрачное для модуляции добротности

²⁾ Речь идет о стационарной постановке задачи, в рамках которой отражательные характеристики СР определяются по истечении времени, достаточного для завершения всех переходных процессов; в этом случае зависимости коэффициентов отражения и прохождения от амплитуды падающей волны могут иметь скачкообразный характер.

резонатора (одним из зеркал которого может служить СР) с целью генерации ультракоротких импульсов за счет высвечивания запасенной в резонаторе энергии (эффект компрессии излучения). Данная работа посвящена исследованию возможности генерации коротких импульсов, связанной с неустойчивостью стационарного взаимодействия волны накачки с резонатором, содержащим СР. В результате система переходит в динамический автомодуляционный режим отражения падающей интенсивной монохроматической волны, характеризуемый медленным накоплением энергии резонатором со СР, находящейся в экранирующем состоянии, с последующим быстрым высвечиванием поля после переключения СР в прозрачное состояние.

2. В качестве исходной физической модели рассмотрим одномерный диэлектрический резонатор Фабри – Перо, облучаемый из вакуума плоской электромагнитной волной, одно из зеркал которого образовано латеральной СР, а другое – идеальным проводником (рис.2). Уравнения, описывающие нелинейный режим в такой системе, имеют наиболее простой вид и в то же время позволяют качественно исследовать

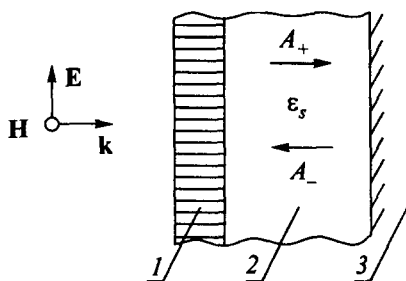


Рис.2. Геометрия задачи: 1 – квантовая латеральная сверхрешетка; 2 – диэлектрическая среда с проницаемостью ϵ_s ; 3 – идеальный проводник. $A_{+,-}$ – условное обозначение парциальных волн в резонаторе

поведение резонаторов других типов в силу общности их основных свойств. Так же, как и в работе [7], полупроводниковую сверхрешетку, из-за ее малой толщины, мы будем рассматривать как эквивалентный токовый экран и для описания электронного транспорта воспользуемся материальными уравнениями, полученными в одноминизонном квазиклассическом приближении:

$$dV/dt = eE/m(W) - \nu_v V, \quad dW/dt = eEV - \nu_w(W - W_T), \quad (1)$$

где V , W – средние (гидродинамические) значения скорости и энергии электронов; ν_w – частота неупругих столкновений, $\nu_v = \nu_w + \nu_{el}$ – частота релаксации скорости (ν_{el} – частота упругих столкновений); $m(W) = m_0/(1 - 2W/\Delta)$, $m_0 = 2\hbar^2/\Delta d^2$ – эффективная масса электрона на дне минизоны; $W_T = (\Delta/2)(1 - \mu_0)$ – средняя тепловая энергия электронов в отсутствие электрического поля; $\mu_0 = I_1(\Delta/2kT_0)/I_0(\Delta/2kT_0)$; Δ – ширина минизоны; T_0 – температура, k – постоянная Больцмана, I_0 , I_1 – модифицированные функции Бесселя. Первое из этих уравнений представляет собой уравнение движения электронного газа в минизоне с синусоидальной дисперсией, второе – закон сохранения энергии. Используя решение Д’Аламбера для одномерного волнового уравнения в вакууме и внутри резонатора, после подстановки его в граничные условия для электрического и магнитного полей на токовом экране (СР) и на идеальном проводнике, приходим к следующей системе неусредненных уравнений, полностью описывающих динамику нелинейного взаимодействия падающей электромагнитной волны (в общем случае – произвольно зависящей от времени) с

рассматриваемым резонатором:

$$d\nu/dt = U(1 - \zeta) - \nu_1\psi, \quad d\zeta/dt = U\nu - \nu_2\zeta,$$

$$2U_i(t) = (\sqrt{\epsilon_s} + 1)f_+(t) + (\sqrt{\epsilon_s} - 1)f_-(t) + \theta_0\nu(t), \quad (2)$$

где $U_i(t) = U_{im} \cos \omega t$ – электрическое поле падающей волны; $U = f_+ - f_-$; $f_{+,-} = f(t \pm \tau_0)$ – напряженности электрических полей парциальных волн в резонаторе в месте расположения СР; $\theta_0 = \mu_0(\omega_p^2/\omega^2)(\omega h/c)$; $\tau_0 = (\omega l/c)\sqrt{\epsilon_s}$ – безразмерное время пробега излучения от зеркала до зеркала в резонаторе; h – толщина СР, l – расстояние между зеркалами, ϵ_s – диэлектрическая проницаемость среды внутри резонатора, c – скорость света в вакууме. В уравнениях (2) принята следующая нормировка переменных:

$$U = \frac{ed}{\hbar\omega} E, \quad \nu = \frac{2\hbar}{\Delta d\mu_0}, \quad \zeta = \frac{2(W - W_T)}{\Delta\mu_0}, \quad t = \omega t, \quad \nu_1 = \frac{\nu_V}{\omega}, \quad \nu_2 = \frac{\nu_W}{\omega}.$$

Решение системы уравнений (2) анализировалось с помощью компьютера. Численное моделирование системы уравнений (2) показало, что при превышении электронной концентрацией некоторого критического значения (соответствующего величине параметра $\theta_0 \sim 5$), приводящем к возникновению бистабильности в системе, в условиях, близких к условиям линейного согласования падающего излучения с резонатором

$$\text{tg}(\tau_0) = -\sqrt{\epsilon_s} \cdot \nu_1, \quad \theta_0 = \nu_1 + 1/\nu_1, \quad (3)$$

имеет место автомодуляционный динамический режим отражения. Характер данного процесса представляет собой сравнительно медленное накопление энергии резонатором с последующим быстрым (за время, близкое ко времени пробега излучения от зеркала до зеркала) ее высвечиванием, что формирует квазипериодическую последовательность коротких импульсов отраженного излучения. На рис.3 показаны типичные осциллограммы интенсивности отраженного от резонатора поля, нормированного на интенсивность падающей волны (динамический коэффициент отражения). Данные расчеты проводились для следующих значений параметров:

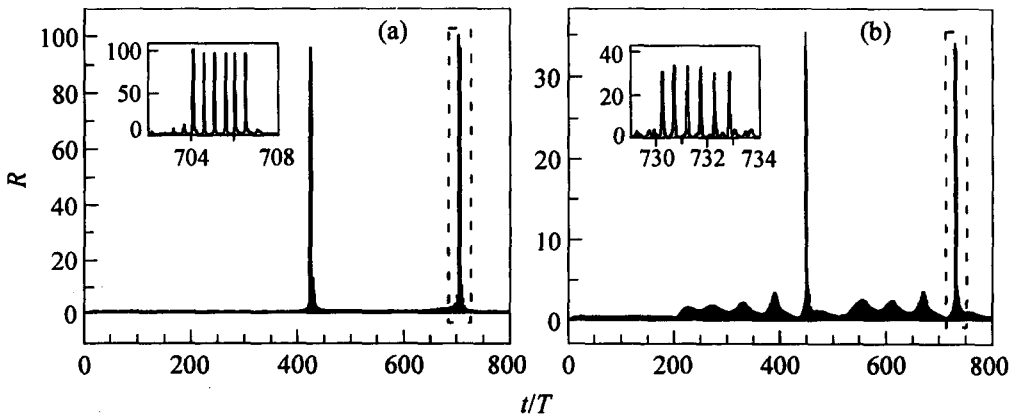


Рис.3. Осциллограммы интенсивности отраженного от резонатора излучения, нормированного на интенсивность падающей волны. Время на графиках измеряется в периодах падающего поля. (а) – $\epsilon_s = 1.0$, $U_{im} = 1.8$, $n = 3$; (б) – $\epsilon_s = 12.4$, $U_{im} = 1.8$, $n = 3$

$\epsilon_s = 1, 12.4$ (GaAs); $\omega = 2 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$; $\nu_V = \nu_W = 10^{12} \text{ c}^{-1}$ ($\nu_{el} = 0$); $h = 10^{-5} \text{ см}$; $\theta_0 = 30$ (соответствующая концентрация электронов $n_e \sim 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$); $d = 10^{-6} \text{ см}$; $T_0 = 300 \text{ К}$. Спектральный состав отраженного излучения определяется объемом резонатора. При переключении СР из экранирующего в просветленное состояние высвечивание запасенной в резонаторе энергии происходит в виде серии коротких импульсов, число которых в группе определяется числом вариаций n электрического поля в собственной моде резонатора и равно $2n$. Тонкая структура каждой серии импульсов показана на вставках на рис.3. Общая длительность каждой группы соответствует в безразмерных переменных величине $T_g \sim 2\tau_0$, а длительность отдельного пика $T_p \sim \tau_0/n$. Для выбранных высокодобротных резонаторов величина τ_0 соответствует примерно кратному числу полуволн на длине резонатора (см.(3)), то есть в безразмерных переменных $\tau_0 \sim n\pi$. Таким образом, длительность пика в этом случае составляет величину $\sim \pi$, что в размерных переменных для $\epsilon_s = 1$ отвечает значению $\sim 150 \text{ фс}$. Минимальная плотность потока энергии излучения, падающего на СР, обеспечивающая развитие автомодуляционного режима в указанных условиях, составляла при этом величину $S_i \approx 5 \cdot 10^3 \text{ Вт/см}^2$. Плотность же потока энергии в пике импульса достигала величины $S_{\text{max}} \approx 4 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^2$, что соответствует выигрышу в интенсивности примерно на два порядка. Заметим также, что снижение (даже довольно значительное) добротности резонатора, связанное с уменьшением концентрации электронов в СР или увеличением частоты столкновений, не приводит к срыву режима генерации коротких импульсов до тех пор, пока в системе имеет место би (мульти)стабильность, и практически не сказывается на пороговых значениях плотности потока энергии падающего излучения. Уменьшается лишь амплитуда отраженного сигнала в пике импульса в меру уменьшения добротности.

3. Таким образом, в настоящей работе в рамках простейшей одномерной модели резонатора Фабри – Перо, содержащего в качестве одного из зеркал квантовую полупроводниковую латеральную СР, облучаемого из вакуума монохроматической волной терагерцевого диапазона, продемонстрирована возможность генерации электромагнитных импульсов фемтосекундной длительности. Исползованные для расчетов характерные параметры СР вполне достижимы для современных технологий [8], а необходимые характеристики излучения уже реализованы на установках типа ЛСЭ [4].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 99-02-17956) и программы “Физика твердотельных наноструктур” (проект # 99-1129).

-
1. A.A.Ignatov, E.Schomburg, J.Grenzer et al., Z. Phys. **B98**, 187 (1995).
 2. A.A.Ignatov and A.P.Janho, J. Appl. Phys. **85**, 3643 (1999).
 3. C.Cao, H.C.Liu, and X.L.Lei, Phys. Rev. **B61**, 5546 (2000).
 4. M.L.Wanke, S.J.Allen, K.Maranowski et al., in: Physics of Semiconductors, Eds. M.Scheffter and R.Zimmerman, World Scientific, Singapore, 1997, p. 1791.
 5. A.A.Ignatov and Yu.A.Romanov, Phys. Stat. Sol. (b) **73**, 327 (1976).
 6. D.H.Dunlap and V.M.Kenkre, Phys. Rev. **B34**, 3625 (1986).
 7. Е.П.Додин, А.А.Жаров, А.А.Игнатов, ЖЭТФ **114**, 2246 (1998).
 8. H.Noguchi, J.P.Leburton, and H.Sakaki, Inst. Phys. Conf. Ser. **N120**, ch.5, 299 (1993).