

07

Длинноволновый инфракрасный каскадный лазер с когерентным транспортом электронов

© Е.И. Голант, А.Б. Пашковский

Государственное научно-производственное предприятие "Исток",
Фрязино

Поступило в Редакцию 26 ноября 1999 г.

Анализируются возможные пути преодоления трудностей для каскадных лазеров с бесстолкновительным туннелированием электронов и предлагается структура инфракрасного лазера, способного работать на частоте 4.5 THz всего на одной трехбарьерной структуре.

За последние годы значительный прогресс был достигнут в освоении спектральной области 5–12 μm дальнего ИК диапазона на основе нового типа лазеров на электронных переходах между уровнями размерного квантования полупроводниковых наноструктур с AlInAs-барьерами и GaInAs-ямами — так называемых квантовых каскадных лазеров (QC-лазеров) [1–3]. Эти лазеры имеют большой потенциал практического применения в военной технике, мониторинге окружающей среды, медицинской диагностике. Однако, как показано в [3], продвижение QC-лазеров в более длинноволновый участок спектра сопряжено с рядом принципиальных трудностей, в частности с существенным повышением плотности пускового тока. В то же время ранее [4] была показана принципиальная возможность создания квантового каскадного лазера на когерентном (бесстолкновительном) транспорте электронов на частотах в районе 30 THz ($\lambda \approx 10 \mu\text{m}$). Этот лазер отличается от QC-лазера по физическому принципу — механизмом туннелирования, по структуре — существенно меньшей (в единицах атомных слоев) толщиной потенциальных барьеров основной квантовой структуры, а кроме того, имеет значительно большую квантовую эффективность (в пределе до 66% на одну ячейку [5]).

Целью настоящей работы является анализ трудностей, препятствующих продвижению когерентных QC вниз, а когерентных резонансно-

туннельно пролетных диодов (РТПД) вверх по частоте, и возможных путей их преодоления. В частности, будет предложена структура когерентного квантового лазера с частотой генерации 4.5 THz. Это позволит говорить о принципиальной возможности перекрытия всего частотного диапазона от единиц GHz до десятков THz активными полупроводниковыми приборами на основе наноструктур с когерентным транспортом электронов.

Первое частотное ограничение как для когерентных лазеров, так и для когерентных РТПД с двухбарьерным инжектором вытекает из требования когерентности туннелирования. Это ограничение по времени жизни электрона на резонансном уровне $\tau \approx \hbar/\Gamma$, где Γ — ширина резонансного уровня. Время жизни должно быть меньше характерного времени релаксации электронов по импульсу τ_p с учетом всех механизмов рассеяния. Причем если в малосигнальном режиме определяющим является время жизни на верхнем резонансном уровне (именно в этом приближении были сделаны оценки в [4,6,7]), который в двух или трехбарьерных структурах всегда шире нижнего, то в режиме большого сигнала определяющим становится время жизни на нижнем уровне.

Вторым важным ограничением применения двухбарьерных резонансно-туннельных структур (ДБРТС) как в лазерах, так и в РТПД является влияние переменной составляющей пространственного заряда [8]. Это ограничение принципиально не позволяет существенно увеличить частоту генерации РТПД, используя резонансные переходы в квантовом инжекторе с очень узкими квазиуровнями.

Третьим ограничением, особенно принципиальным именно для лазеров, где электромагнитная волна распространяется вдоль границ гетеро-перехода, является проводимость потерь, которая в данном случае резко (в приближении времени релаксации примерно как ω^{-2}) возрастает с уменьшением частоты.

Как было показано ранее [4], в структурно совершенном GaAs при концентрации электронов $n = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $T = 77 \text{ K}$, подвижности $\mu \approx 9.6 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$, $\tau_p \approx 4 \cdot 10^{-13} \text{ s}$, на частоте 30 THz при характерных размерах активной области (квантовой ямы) $a = 100 \text{ \AA}$ активная проводимость структуры σ_a для генерации сигнала должна удовлетворять условию $-\sigma_a \geq 10 \text{ S/cm}$. В то же время переход к частоте 10 THz ($\lambda = 30 \mu\text{m}$, а область потерь пропорциональна длине волны) при $n = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ приводит к требованию $-\sigma_a \geq 270 \text{ S/cm}$, что в несколько раз превосходит предельно допустимую (по переменному

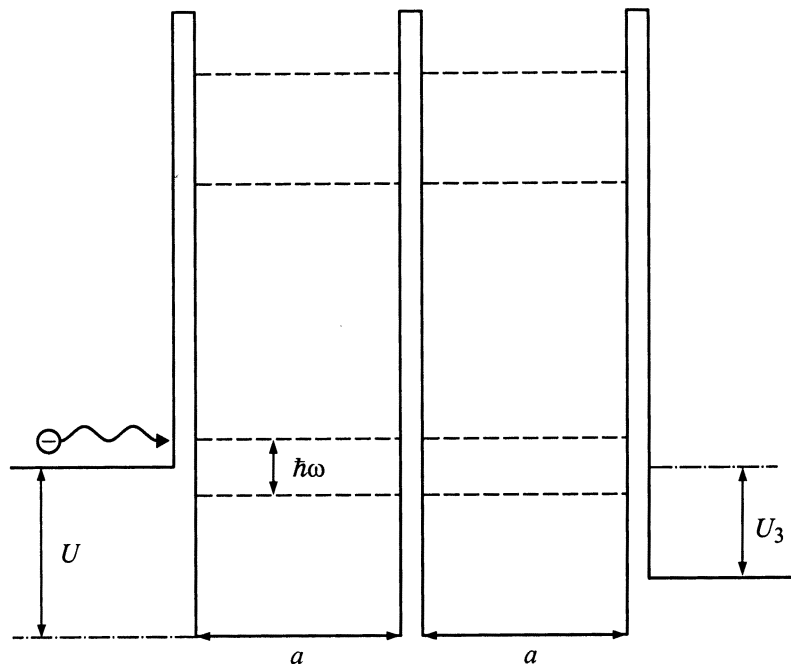


Рис. 1. Схематическое изображение зонной диаграммы рассматриваемой трехбарьерной структуры.

пространственному заряду) величину $0.7\omega\varepsilon \approx 50 \text{ S/cm}$ [8]. С другой стороны, элементарные оценки показывают, что уменьшение потерь путем снижения концентрации электронов наталкивается на ограничение по времени жизни на резонансных уровнях.

Существует по крайней мере два пути, позволяющих обойти эти трудности. Первый (и возможно наиболее перспективный) — использование более узкозонных материалов с меньшей эффективной массой и большей подвижностью, а значит, и существенно большим временем релаксации по импульсу. В частности, в [9] максимальные частоты генерации были получены в РТГД на InAs. А в двухбарьерной лазерной структуре при $n = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $T = 77 \text{ K}$, $a = 100 \text{ \AA}$ на частоте $\nu = 10 \text{ THz}$ расчет дает условие генерации — $\sigma_a \geq 7 \text{ S/cm}$.

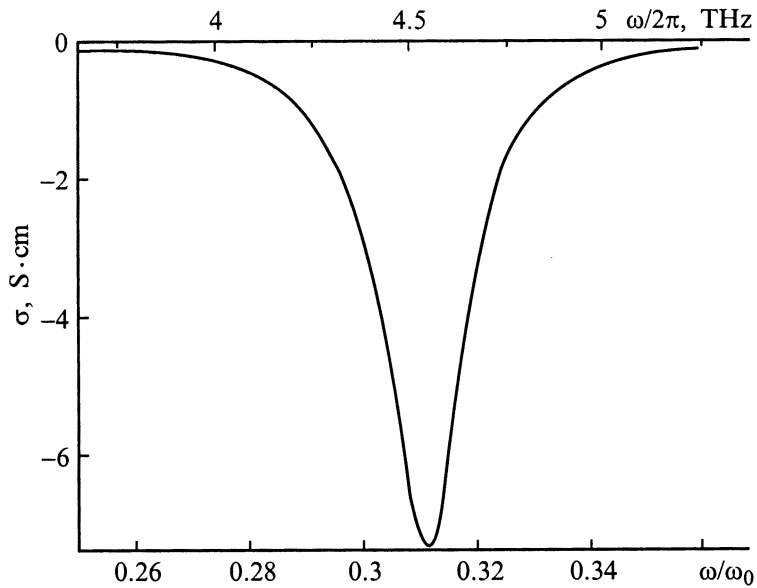


Рис. 2. Зависимость активной проводимости рассматриваемой трехбарьерной структуры от нормированной частоты ω/ω_0 ($\omega_0 = \varepsilon/\hbar$, $\varepsilon = 60.3$ meV).

Как уже указывалось, в режиме большого сигнала необходимо пользоваться более жестким, чем в [4,6,7], требованием когерентности электронов на узком нижнем уровне ДБРТС. Расчет показывает, что в этом практически важном режиме одно только использование узкозонного InAs не позволяет полностью решить проблему существенного (менее 10 THz) понижения частоты генерации когерентных лазеров на ДБРТС. Эту проблему позволяет в значительной мере решить второй путь — использование резонансных переходов между расщепленными уровнями трехбарьерных структур рис. 1 на основе InAs.

На рис. 2 приведены результаты численного расчета по модели [10] интегральной активной проводимости несимметричной трехбарьерной структуры с концентрацией электронов $n = 10^{16}$ cm⁻³ при температуре $T = 77$ K, с учетом фермиевского распределения электронов на входе структуры. Ширина обеих квантовых ям выбрана одинаковой $a = l = 150$ Å, толщины гетеробарьеров составляют

11, 5.5 и 16.5 Å соответственно, а их высота 2 eV (высота первого резонансного уровня в двухбарьерной структуре с барьерами по 11 Å составляет $\varepsilon = 60.3 \text{ meV}$). Вообще говоря, свойства сверхтонких гетеробарьеров недостаточно исследованы, и используемая модель барьеров одной высоты при толщине порядка нескольких, а уж тем более одного атомного слоя является весьма приближенной. Однако ДБКС с барьерами в несколько атомных слоев (точная их высота, конечно, неизвестна) уже изготавливались [9], а сверхтонкий и высокий средний барьер, по сути, эквивалентен низкому и достаточно широкому (порядка десятка атомных слоев) барьеру той же мощности, который, в принципе, легко может быть изготовлен экспериментально. Скачок дна зоны проводимости на первом и втором барьерах $U = 65 \text{ meV}$ выбран так, чтобы первый резонансный уровень лежал ниже, а второй уровень — выше дна зоны проводимости на входе трехбарьерной квантовой структуры (ТБКС). Скачок дна зоны проводимости на третьем барьере $U_3 = 45 \text{ meV}$ подобран так, чтобы максимально увеличить интегральную высокочастотную проводимость ТБКС (Ширина нижнего резонансного уровня Γ близка к ширине верхнего и составляет около 0.6 meV . Соответствующее время жизни на уровне почти в 5 раз меньше характерного времени релаксации электронов по импульсу).

Видно, что проводимость достигает максимальной величины на частоте $\nu = 4.5 \text{ THz}$ и составляет $\sigma_a = -7.3 \text{ S/cm}$, что, с одной стороны, в несколько раз выше порога лазерной генерации (для данной структуры, концентрации и частоты должно выполняться условие — $\sigma_a \geq 2 \text{ S/cm}$), а с другой — в несколько раз ниже величины $0.7\omega\varepsilon \approx 20 \text{ S/cm}$, а значит, в данном режиме вполне оправдано пренебрежение переменной составляющей пространственного заряда. Таким образом, показано, что частоту генерации когерентного квантового лазера на одной трехбарьерной структуре в режиме большого сигнала, в принципе, можно понизить до 4.5 THz, не выходя за рамки рассматриваемого физического механизма его работы. При этом, естественно, применение последовательного каскадирования активных трехбарьерных наноструктур [1–3] может существенно увеличить квантовую эффективность и выходную мощность лазера.

Данная работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 97–02–16652, и Научного совета по программе "Физика твердотельных наноструктур", проект № 97–1094.

Список литературы

- [1] *Faist J., Tredicucci A., Capasso F., Sirtori C., Sivco D.L., Baillargeon J.N., Hutchinson A.L., Cho A.Y.* // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1998. V. 34. N 2. P. 336–343.
- [2] *Sirtori C., Faist J., Capasso F., Sivco D.L., Hutchinson A.L., Cho A.Y.* // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 69. N 19. P. 2810–2812.
- [3] *Scamacio G., Gmachl C., Capasso F., Tredicucci A., Hutcinson A.L., Sivco D.L., Cho A.Y.* // Semicond. Sci. Technol. 1998. V. 13. P. 1333–1339.
- [4] *Голант Е.И., Пашковский А.Б., Тагер А.С.* // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20. В. 21. С. 74–79.
- [5] *Голант Е.И., Пашковский А.Б.* // ЖЭТФ. 1997. Т. 112. В. 1 (7). С. 237–245.
- [6] *Гельвич Э.А., Голант Е.И., Пашковский А.Б., Сазонов В.П.* // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. В. 10. С. 7–12.
- [7] *Гельвич Э.А., Голант Е.И., Пашковский А.Б., Сазонов В.П.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. (в печати).
- [8] *Пашковский А.Б.* // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 64. В. 12. С. 829–834.
- [9] *Brown E.R., Soderstrom J.R., Parker C.D., Mahoney L.J., Molvar K.M., McGill T.C.* // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 58. N 20. P. 2291–2293.
- [10] *Голант Е.И., Пашковский А.Б.* // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 67. В. 6. С. 372–377.