

Межподзонная инверсия населенностей и вынужденные переходы между уровнями Ландау в резонансно-туннельных структурах из квантовых ям

М. П. Теленков¹⁾, Ю. А. Митягин¹⁾, П. Ф. Карцев*¹⁾

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

* Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, 115409 Москва, Россия

Поступила в редакцию 13 июля 2010 г.

Предложен новый механизм создания инверсной населенности в системе уровней Ландау в резонансно-туннельных структурах из квантовых ям. Показано, что в ситуации, когда расстояние между нижними подзонами меньше энергии оптического фона (то есть когда рассеяние на оптических фонах подавлено), населенность основного (0-го) уровня Ландау вышележащей подзоны может существенно превышать населенность первого уровня Ландау нижней подзоны, что открывает возможность получения на этом переходе перестраиваемой по частоте генерации вынужденного электромагнитного излучения терагерцового диапазона.

Несмотря на значительные успехи, достигнутые за последние годы в разработке и создании основанных на резонансно-туннельном транспорте в гетероструктурах квантовых каскадных лазеров [1], в том числе и в терагерцовой области спектра [2, 3], проблема создания твердотельных перестраиваемых по частоте источников когерентного терагерцового излучения не перестает быть актуальной.

В настоящей работе предложен и теоретически обоснован новый механизм создания инверсной населенности в системе уровней Ландау в резонансно-туннельных структурах из квантовых ям в сильном перпендикулярном слое магнитном поле, позволяющий осуществлять плавную перестройку частоты генерации в достаточно широком диапазоне терагерцовой области спектра. Были рассмотрены структуры с достаточно широкими квантовыми ямами, в которых расстояние между нижними подзонами размерного квантования меньше энергии оптического фона. В квантующем магнитном поле из-за больших расстояний между уровнями Ландау процессы межуровневого и межподзонного упругого и квазиупругого рассеяния (на примесях, акустических фонах и шероховатостях гетерограниц) значительно подавляются [4–6], и населенности уровней Ландау определяются в основном процессами электрон-электронного рассеяния.

Вопрос о временах электрон-электронного рассеяния, связанных с переходами между уровнями Ландау, принадлежащими как одной и той же, так и раз-

личным подзонам размерного квантования, изучен достаточно слабо. В частности, для структур из квантовых ям существует всего лишь несколько работ [4–6], в которых был проведен расчет времен рассеяния между уровнями Ландау первой и второй подзоны для ограниченного набора структур. Данные же о временах рассеяния между уровнями Ландау, принадлежащими одной и той же подзоне, в литературе отсутствуют. Поэтому в данной работе в рамках одной модели проведен расчет времен электрон-электронного рассеяния как между уровнями Ландау различных подзон, так и между уровнями Ландау одной и той же подзоны размерного квантования.

Показано, что в широкой области магнитных полей времена внутривидового рассеяния существенно меньше времен рассеяния между уровнями Ландау различающихся подзон. В частности, в широких (20 ÷ 30 нм) квантовых ямах GaAs/AlGaAs с уровнем легирования порядка 10^9 см^{-2} в непрерывной области квантующих магнитных полей 5 ÷ 10 Тл скорость рассеяния с основного (0-го) уровня Ландау второй подзоны (определяется межподзонными процессами электрон-электронного рассеяния) всегда меньше скорости рассеяния с 1-го уровня Ландау нижней подзоны (определяется внутривидовыми процессами электрон-электронного рассеяния). Это открывает перспективу получения инверсии этого перехода в непрерывном интервале магнитных полей с возможностью непрерывной перестройки частоты излучения.

Модель. Будем рассматривать кинетику электронов при последовательном резонансном туннелировании в структурах из квантовых ям

¹⁾ e-mail: maxim_telenkov@mail.ru, mityagin@sci.lebedev.ru, PFKartsev@mephi.ru

GaAs/AlGaAs в квантующем магнитном поле $\mathbf{B} = B\mathbf{e}_z$, перпендикулярном слоям структуры. Одноэлектронный спектр в квантовой яме представляет собой набор уровней Ландау, каждый из которых принадлежит к одной из подзон размерного квантования $E_{\nu n} = \tilde{E}_{\nu} + \hbar\omega(n + 1/2)$, с волновыми функциями $\psi_{\nu nk}(\mathbf{r}) = \frac{\exp(ikx)}{\sqrt{L}}\Phi_n(y - k\ell^2)\phi_{\nu}(z)$, задаваемыми тремя квантовыми числами – номером подзоны ν , номером уровня Ландау в подзоне n , и компонентой k волнового вектора по оси x (используется калибровка Ландау $\mathbf{A} = -By\mathbf{e}_x$).

Вклад в плотность потока электронов на уровень Ландау $f \equiv (\nu_f, n_f)$, обусловленный процессами электрон-электронного рассеяния $(i, j) \rightarrow (f, g)$, в соответствии с правилом Ферми дается выражением

$$j_{(i,j) \rightarrow (f,g)}^{e-e} = \frac{N_i}{\tau_{(i,j) \rightarrow (f,g)}},$$

где

$$\frac{1}{\tau_{(i,j) \rightarrow (f,g)}} = \frac{2}{L^2\alpha} \sum_{k_i} \frac{1}{\tilde{\tau}_{(i,j) \rightarrow (f,g)}(k_i)}$$

– интегральная скорость перехода $(i, j) \rightarrow (f, g)$,

$$\frac{1}{\tilde{\tau}_{(i,j) \rightarrow (f,g)}(k_i)} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k_j k_f k_g} |V_{(i,j)(f,g)}(k_i, k_j, k_f, k_g)|^2 \times \\ \times \frac{N_j}{\alpha} \left(1 - \frac{N_f}{\alpha}\right) \left(1 - \frac{N_g}{\alpha}\right) \delta(E_i + E_j - E_f - E_g)$$

– скорость перехода из начального состояния, содержащего электрон в одночастичном состоянии уровня Ландау i с волновым вектором k_i и электрон на уровне Ландау j , в конечное состояние, содержащее электроны на уровнях Ландау f и g , $\alpha = eB/\pi\hbar c$ – кратность вырождения уровня Ландау, N – концентрация электронов на соответствующем уровне Ландау,

$$V_{(i,j)(f,g)}(k_i, k_j, k_f, k_g) = \int d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \psi_{f,k_f}^*(\mathbf{r}_1) \times \\ \times \psi_{i,k_i}(\mathbf{r}_1) \frac{e^2}{\varepsilon_s |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \psi_{g,k_g}^*(\mathbf{r}_2) \psi_{j,k_j}(\mathbf{r}_2)$$

– матричный элемент электрон-электронного взаимодействия. Конечная ширина уровней Ландау учитывается заменой дельта-функции на лоренциан с типичной для таких структур полушириной 2 мэВ.

Результаты и их обсуждение. На рис.1 приведены времена электрон-электронного рассеяния как между уровнями Ландау различающихся подзон, так и между уровнями Ландау одной и той же подзоны, для квантовой ямы GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As шириной 25 нм. Здесь представлены зависимости от напряженности магнитного поля времени рассеяния с

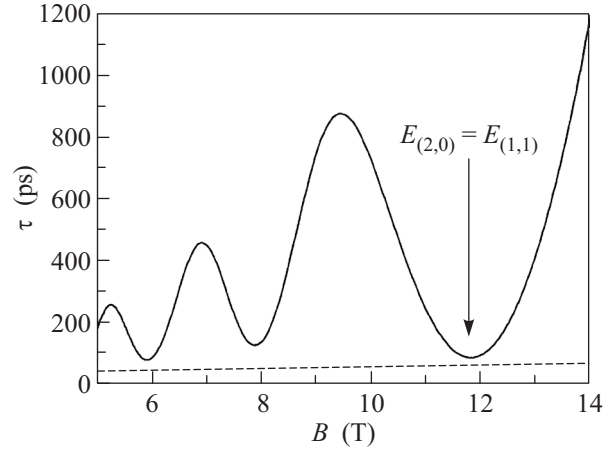


Рис.1. Рассчитанные зависимости от магнитного поля времени жизни на основном уровне Ландау второй подзоны (сплошная линия) и на первом уровне Ландау нижней подзоны (пунктир). $N_{(2,0)} = 10^9 \text{ см}^{-2}$, $N_{(1,1)} = 10^9 \text{ см}^{-2}$ и $N_{(1,0)} = 10^9 \text{ см}^{-2}$. Стрелкой отмечен момент пересечения уровней (1,1) и (2,0)

основного (0-го) уровня Ландау 2-й подзоны (уровень (2,0)) и времени рассеяния с 1-го уровня Ландау нижней (1-й) подзоны (уровень (1,1)). Как видно из схемы переходов (рис.2), время жизни уровня

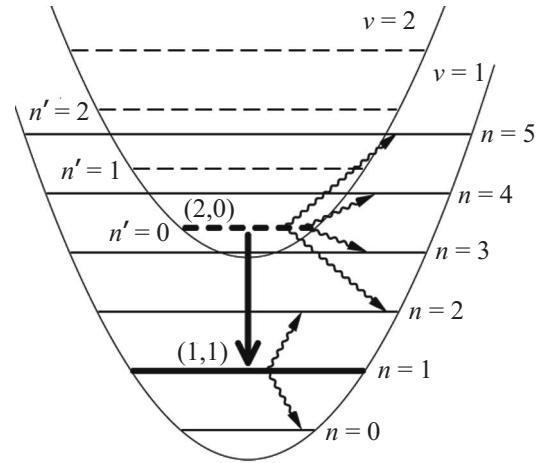


Рис.2. Схема переходов между уровнями Ландау в квантовой яме. Жирной стрелкой показан излучательный переход $(2,0) \rightarrow (1,1)$, волнистые стрелки показывают переходы за счет электрон-электронного рассеяния

$(2,0)$ определяется в основном процессами электрон-электронного рассеяния с переходами на уровни Ландау нижней подзоны (межподзонное рассеяние), в то время как время жизни на уровне (1,1) определяется процессами электрон-электронного рассеяния между

уровнями Ландау только нижней подзоны (внутриподзонное рассеяние).

С увеличением магнитного поля время рассеяния с уровня (1,1) растет монотонно и приблизительно линейно. Что касается зависимости от магнитного поля времени межподзонного рассеяния, то здесь наблюдаются характерные осцилляции, обнаруженные в работах [4, 5]. При этом минимумы времени рассеяния соответствуют значениям напряженности магнитного поля, при которых уровень (2,0) либо совпадает с энергией одного из уровней Ландау нижней подзоны, либо находится посередине между соседними уровнями Ландау нижней подзоны.

Сопоставление рассчитанных времен жизни показывает, что время внутриподзонного рассеяния, как правило, существенно короче, чем время межподзонного рассеяния. В частности, как видно из рис.1, в диапазоне магнитных полей $5 \div 10$ Тл время жизни на верхнем уровне (2,0) всегда (даже в минимумах) превышает время жизни на уровне (1,1), а в непрерывных областях $B = 4.9 \div 5.6, 6.2 \div 7.6, 8.1 \div 11.2$ Тл это различие составляет от 3 до 10 раз. Это открывает возможность инвертировать этот разрешенный правилами отбора оптический переход в каскадных структурах из квантовых ям такого типа при резонансно-туннельной накачке уровня (2,0) и получить на нем генерацию вынужденного когерентного электромагнитного излучения терагерцового диапазона (рис.3). При этом частота перехода непрерывно перестраивается изменением напряженности магнитного поля:

$$\hbar\omega = \Delta E_{12} - \hbar\omega_c,$$

где ΔE_{12} – расстояние между подзонами 1 и 2, ω_c – циклотронная частота. В частности, для рассматриваемой структуры при изменении магнитного поля от 5 до 10 Тл частота перехода изменяется от 2.86 до 0.77 ТГц ($\lambda = 105 \div 390$ мкм).

Строго говоря, при перпендикулярной слоям ориентации магнитного поля рассматриваемый переход $(2,0) \rightarrow (1,1)$ оптически запрещен вследствие того, что в этом случае переменные в одноэлектронном уравнении Шредингера разделяются – разделяются задачи о размерном и магнитном квантовании. Однако эту сложность можно обойти, дополнительно наложив компоненту магнитного поля, параллельную слоям, то есть наклонив магнитное поле к плоскости слоев структуры. В наклонном магнитном поле переменные в одноэлектронном уравнении Шредингера уже не разделяются и, как следствие, возникает взаимосвязь между размерным и магнитным квантованием [7], что приводит к снятию запрета на рас-

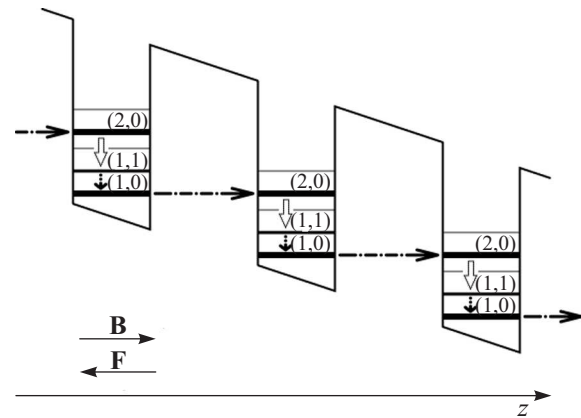


Рис.3. Предлагаемая схема генерации излучения терагерцового диапазона. Жирными линиями выделены основные уровни (1,0) и (2,0) первой и второй подзон. Штрих-пунктирными стрелками показаны резонансно-туннельные переходы, осуществляющие накачку верхнего рабочего уровня (2,0). Светлой стрелкой показан излучательный переход на нижний рабочий уровень (1,1). Пунктирными стрелками показаны переходы, опустошающие нижний рабочий уровень на уровень Ландау (1,0)

сматриваемый оптический переход – по аналогии с тем, как наклонное магнитное поле нарушает правило отбора $\Delta n = 0$ для резонансно-туннельных переходов между уровнями Ландау туннельно связанных квантовых ям [8–15].

Если энергия Ландау в несколько раз меньше энергии размерного квантования, то структура интересующей нас части одноэлектронного спектра значительно не меняется [7]. Тогда для квадрата модуля дипольного матричного элемента можно получить следующее выражение:

$$|\mathbf{D}_{(2,0) \rightarrow (1,1)}|^2 = \delta_{k_1, k_2} |\langle \phi_2(z) | z | \phi_1(z) \rangle|^2 \frac{\xi^2}{2} \exp\left(-\frac{\xi^2}{2}\right).$$

Здесь обозначено $\xi = \frac{\ell_{\perp}}{\ell_{\parallel}} [\langle z \rangle_1 - \langle z \rangle_2]$, $\langle z \rangle_{\nu} = \langle \phi_{\nu} | z | \phi_{\nu} \rangle = \int dz |\phi_{\nu}(z)|^2 z$ – среднее значение координаты вдоль оси роста в состояниях ν -й подзоны, $\ell_{\perp} = \sqrt{\frac{\hbar c}{e B_{\perp}}}$, $\ell_{\parallel} = \sqrt{\frac{\hbar c}{e B_{\parallel}}}$ – соответственно магнитные длины компонент магнитного поля поперек (B_{\perp}) и вдоль (B_{\parallel}) слоев структуры.

Видно, что дипольный матричный элемент становится отличным от нуля в том случае, когда различаются средние координаты $\langle z \rangle_1$ и $\langle z \rangle_2$. Эту разность можно обеспечить, создав асимметричный потенциал вдоль оси роста структуры. Таковую асимметрию, в частности, внесет наложенное на структуру перпендикулярное слоям электрическое поле. На

рис.4 приведена рассчитанная зависимость дипольного матричного элемента перехода $(2,0) \rightarrow (1,1)$ в рассматриваемой квантовой яме GaAs/AlGaAs от

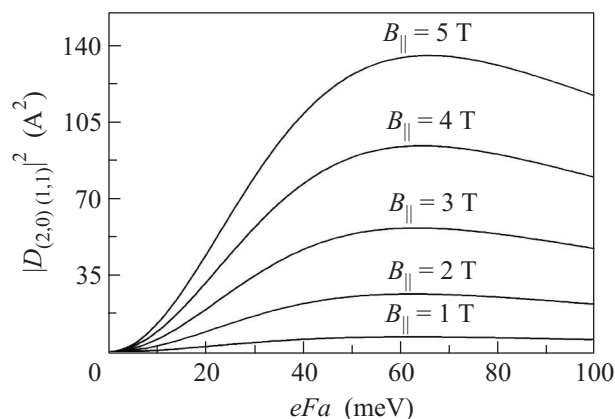


Рис.4. Зависимость дипольного матричного элемента $|D_{(2,0) \rightarrow (1,1)}|^2$ от падения напряжения на яме eFa при различных значениях параллельной слоям компоненты магнитного поля $B_{||} = 1 \div 5$ Тл. Расчет выполнен для квантовой ямы GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As шириной 25 нм. Перпендикулярная слоям компонента магнитного поля $B_{\perp} = 5$ Тл

величины приложенного однородного электрического поля. Видно, что приложение электрического поля приводит к тому, что дипольный матричный элемент становится значительно отличным от нуля. Того же самого эффекта, очевидно, можно достигнуть за счет использования асимметричной конструкции непосредственно самих структур (например, в качестве активного элемента можно использовать туннельно-связанные квантовые ямы различной ширины, яму со ступенькой внутри, яму с переменной долей алюминия вдоль оси роста и т.п.).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента Российской Федерации для поддержки молодых ученых – кандидатов наук

#МК-916.2009.2, грантов Российского фонда фундаментальных исследований #09-02-00671 и #09-02-00701а, проекта Российского фонда фундаментальных исследований совместно с Центром научных исследований Франции 08-02-92505-НЦНИЛа, и Федеральной целевой программы “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” на 2009-2013 годы.

1. J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco et al., Science **264**, 552 (1994).
2. R. Köhler, R. C. Iotti, A. Tredicucci, and F. Rossi, Appl. Phys. Lett. **79**, 3920(2001).
3. A. Tredicucci, R. Köhler, L. Mahler et al., Semicond. Sci. Technol. **20**, S222 (2005).
4. K. Kempa, Y. Zhou, J. R. Engelbrecht et al., Phys. Rev. Lett **88**, 226803-1 (2002).
5. K. Kempa, Y. Zhou, J. R. Engelbrecht, and P. Bakshi, Phys. Rev. B **68**, 085302 (2003).
6. I. Savić, Z. Ikonić, V. Milanović et al., Phys. Rev. B **73**, 075321 (2006).
7. М. П. Теленков, Ю. А. Митягин, ФТП **40**, 597 (2006).
8. M. L. Leadbeater, F. W. Sheard, and L. Eaves, Semicond. Sci. Technol. **6**, 1021 (1991).
9. Y. G. Gobato, J. M. Berrior, Y. Guldner et al., Phys. Rev. B **44**, 13795 (1991).
10. Y. G. Gobato, J. M. Berrior, Y. Guldner et al., J. Phys. Condens. Matter **5**, A365 (1993).
11. J. Hu and A. H. McDonald, Phys. Rev. B **46**, 12554 (1992).
12. S. K. Lyo, Phys. Rev. B **57**, 9114 (1998).
13. S. K. Lyo, N. E. Harff, and J. A. Simmons, Phys. Rev. B **58**, 1572 (1998).
14. М. П. Теленков, Ю. А. Митягин, ЖЭТФ **130**(3), 491 (2006).
15. М. П. Теленков and Yu. A. Mityagin, J. Mod. Phys. B **21**, 1594 (2007).