

ИНВЕРСНАЯ ЗАСЕЛЕННОСТЬ УРОВНЕЙ ПРОСТРАНСТВЕННОГО КВАНТОВАНИЯ В ДВУМЕРНЫХ СИСТЕМАХ InAs/AlSb/GaSb

Ю. Б. Васильев, С. Д. Сучалкин

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 12 июля 1993 г. Принята к печати 13 июля 1993 г.)

Анализируются возможности использования InAs/GaSb/AlSb-структур для получения стимулированного излучения на межподзонных переходах в квантовой яме. Приводятся численные оценки коэффициента усиления и времен релаксации на межподзонных переходах в магнитном поле, перпендикулярном поверхности структуры.

Введение

В последнее время появилось значительное количество публикаций, затрагивающих проблему получения стимулированного излучения на межподзонных переходах в квантовых ямах и сверхрешетках [1-7]. Были предложены различные схемы реализации инверсной заселенности уровней в таких системах [2-6]. В то же время достижения экспериментаторов в этой области незначительны и заключаются в наблюдении лишь спонтанного излучения на межподзонных переходах в GaAs/AlGaAs-структурах [8, 9]. Эти неудачи можно объяснить как трудностями регистрации слабого излучения в силу малых размеров образца и низкой вероятности излучательных переходов по сравнению с безызлучательными, так и выбором GaAs/AlGaAs в качестве объекта исследования, поскольку в таких структурах не удается избежать значительных туннельных утечек. Вместе с тем недавно полученные туннельные структуры на основе InAs/GaSb-системы обладают рядом особенностей, связанных с перекрытием валентной зоны GaSb с зоной проводимости InAs, которые делают их привлекательными для реализации инверсной заселенности уровней размерного квантования. В настоящей статье нами анализируются некоторые варианты систем на основе таких структур и приводятся оценки, подтверждающие перспективность их применения для получения стимулированного излучения на межподзонных переходах.

Модель

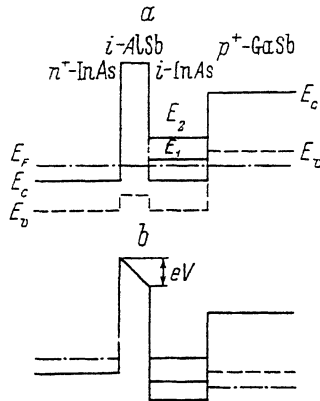
На рис. 1 представлена схематическая диаграмма структуры, предлагаемой для получения межподзонной инверсии. На основе такой структуры ранее в работе [10] были получены и экспериментально изучены туннельные диоды с большими плотностями тока. Она состоит из квантовой ямы, образованной слоем InAs, помещенным между потенциальным барьером из слоя AlSb и гетеропереходом с GaSb. Kontakтами являются сильнолегированные области из n^+ -InAs — эмиттер и p^+ -GaSb — коллектор. Основная особенность структуры заключается в том, что дно зоны проводимости InAs находится по энергии ниже потолка

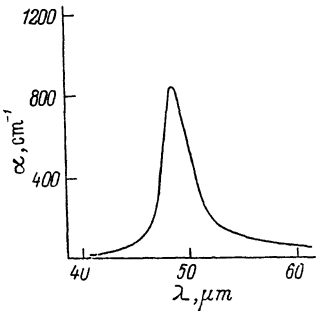
валентной зоны GaSb. Такое окно на интерфейсе позволяет носителям легко проходить через гетеропереход.

Принцип создания инверсной заселенности уровней в яме InAs можно легко понять на рис. 1. Для простоты будем считать, что в квантовой яме находятся два уровня, причем параметры структуры подобраны так, что положение верхнего уровня в яме соответствует запрещенной зоне соседнего слоя GaSb, а нижний расположен напротив валентной зоны. Такое расположение уровней является необходимым для функционирования системы. При приложении к структуре напряжения соответствующей полярности (рис. 1, б), которое падает на потенциальном барьере AlSb, начнется инжекция электронов на верхний уровень ямы в результате туннелирования сквозь барьер. Ясно, что носителям, для того чтобы достигнуть коллектора, необходимо спуститься на нижний уровень, поскольку они блокируются запрещенной зоной GaSb. Тем самым туннельные утечки электронов с верхнего уровня в коллектор, как это имеет место в GaAs/AlGaAs-системах, исключаются. Первые схемы систем с подобными «стоп-слоями» были предложены в работе [4].

Переходы с верхнего уровня возможны либо в результате рассеяния носителей, либо за счет испускания фотонов. Если яма достаточно широкая, так что разность энергий между уровнями меньше энергии оптического фонона, время рассеяния определяется оже-процессами и испусканием акустических фононов. При этом для возникновения инверсии необходимо, чтобы время ухода носителей с нижнего уровня через окно на интерфейсе было значительно меньше времени прихода носителей с верхнего уровня. Теоретические оценки времени межподзонной релаксации с учетом рассеяния на акустических фононах и оже-процессов составляют величину порядка 100 пс [11]. Измеренные для GaAs/AlGaAs-структур времена лежат в пределах от 40 до 300 пс [12, 13], что согласуется с расчетом. Будем считать, что и в InAs/GaSb межподзонная релаксация примерно того же порядка. Из [10] известно, что время туннелирования через интерфейс InAs—GaSb значительно меньше (0.02 пс). Это создает благоприятные условия для получения инверсной заселенности уровней в яме.

Предложенная концепция создания инверсной заселенности в квантовых ямах имеет несколько путей реализации. Отметим, что для прямоугольной ямы шириной менее 500 Å и соответственно для сверхрешетки с прямоугольными ямами невозможно реализовать необходимое энергетическое положение уровней в силу малой эффективной массы электронов в InAs. Одним из возможных вариантов может быть использование ступенчатой ямы или двух связанных ям. Трудности реализации этих вариантов возникают из-за неизбежных разбросов параметров структуры при росте, а также из-за эффектов, которые невозможно учесть при расчетах. Более перспективным является применение внешнего магнитного поля, перпендикулярного поверхности слоя. В этом случае инверсия создается между уровнями Ландау одной подзоны. Этот вариант имеет ряд преимуществ. Во-первых, это возможность подстройки уровней в квантовой яме в резонанс. Во-вторых, увеличение плотности начального и конечного состояний. В-третьих, снятие запрета на излучение из структуры перпендикулярно слою. Однако главное то, что магнитное поле приводит к подавлению безызлучательного канала релаксации, связанного с оже-процессами и рассеянием на акустических





фононах. Действительно, для оже-процессов в системе неэквивалентных уровней, что справедливо для сильно непараболической ямы InAs, не будут выполняться законы сохранения энергии. Скорость испускания акустических фононов сильно падает в магнитном поле, как было показано для переходов между уровнями Ландау различных подзон [14] и для случая, когда межподзонная энергия значительно больше циклотронной [15]. Ниже мы покажем в общем

случае, что скорость испускания акустических фононов на переходах между первым и вторым уровнями Ландау в бесконечной яме сильно уменьшается в магнитном поле.

Расчеты

Используя формализм матрицы плотности для двухуровневой системы, коэффициент усиления можно записать в виде

$$g(\lambda) = \Delta N \frac{\lambda^2}{4\pi\bar{n}\tau_{sp}} \left(\frac{T}{1 + 4\pi^2 c^2 (\lambda^{-1} - \lambda_0^{-1})^2 T^2} \right), \quad (1)$$

где $\Delta N \equiv N_2 - N_1$ — величина инверсной заселенности, $\lambda_0 = \hbar c / E_{12}$ — резонансная длина волны, причем E_{12} — межподзонная энергия, \bar{n} — коэффициент преломления, $\tau_{sp} \sim 10^{-7}$ с — время спонтанной излучательной межподзонной рекомбинации, $T \sim 10^{-11}$ с — время безызлучательной рекомбинации. Поскольку время ухода носителей с нижней подзоны квантовой ямы в GaSb-коллектор мало ($\sim 10^{-13}$ с [10]), величину инверсной заселенности можно оценить как

$$\Delta N = \frac{J}{e} \frac{\tau_{sp} T}{\tau_{sp} + T} \sim \frac{J}{e} T, \quad (2)$$

где J — плотность тока. Для расчета бралась величина $J = 10^4$ А/см², которая была экспериментально получена на подобных туннельных структурах [10]. Подставляя (2) в (1), получим

$$g(\lambda) = J \frac{\lambda^2}{4\pi\bar{n}e} \left(\frac{1}{1 + \tau_{sp}/T} \right) \left(\frac{T}{1 + 4\pi^2 c^2 (\lambda^{-1} - \lambda_0^{-1})^2 T^2} \right). \quad (3)$$

Зависимость $g(\lambda)$ представлена на рис. 2.

Следует отметить, что при расчете коэффициента усиления не учитывалось присутствие мощного электромагнитного поля на резонансной частоте. Для получения рабочего коэффициента усиления необходимо решить самосогласованное уравнение, учитывающее потери, возникающие в конкретном резонаторе. Однако подобная задача лежит за рамками данной статьи.

Двухуровневая система может быть организована, например, с использованием ступенчатой квантовой ямы или при приложении сильного магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости ямы. В последнем случае безызлучательная рекомбинация, связанная с испусканием акустических фононов, подав-

яется. Ниже представлены оценки вероятности испускаемого акустического фонов при переходе между нулевым и первым уровнями Ландау в прямоугольной квантовой яме. Следуя [15], запишем вероятность в виде

$$\tau^{-1} = \frac{2\pi c}{\hbar V} \sum_q q |Z_{00}(q_z)|^2 |L_{01}(q_0)|^2 \delta(\hbar\omega_q - \hbar\omega_c), \quad (4)$$

где $\omega_c = \frac{eB}{m^*c}$ — циклотронная частота, $\omega_q = sq$ — закон дисперсии акустических фононов, s — скорость звука, параметр $\gamma = 1$ при использовании модели деформационного потенциала и $\gamma = -1$ в случае пьезоэлектрического взаимодействия, $q = \sqrt{q_z^2 + q_1^2}$ — модуль волнового вектора, V — нормировочный объем. Величина

$$|Z_{00}(q_z)|^2 \equiv |\langle \psi_0 | e^{iq_z z} | \psi_0 \rangle|^2 \quad (5)$$

может быть интерпретирована как вероятность того, что испускаемый фонов имеет z -компоненту волнового вектора, лежащую в бесконечно малом отрезке вблизи q_z . Для основного состояния бесконечно глубокой потенциальной ямы имеем

$$|Z_{00}(q_z)|^2 = \frac{16\pi^4}{(4\pi^2 - q_z^2 a^2)} \left(\frac{1 - \cos q_z a}{q_z a} \right)^2, \quad (6)$$

где a — ширина ямы.

Ограничение движения носителей в z -направлении делает возможным для испускаемого фонов иметь ненулевую z -компоненту волнового вектора (вплоть до $\sim \frac{2\pi}{a}$) даже при переходах в пределах одной подзоны размерного квантования.

Величина

$$|L_{01}|^2 \equiv |\langle \varphi_0 | e^{iq_1 r} | \varphi_1 \rangle|^2 \quad (7)$$

для осцилляторных функций φ_0 и φ_1 , соответствующих нулевому и первому уровням Ландау, имеет вид

$$|L_{01}(q_z)|^2 = \frac{1}{2} \lambda_m^2 q_1^2 \exp\left(-\frac{1}{2} \lambda_m^2 q_1^2\right), \quad (8)$$

где $q_1 = \sqrt{q_x^2 + q_y^2}$, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, $\lambda_m = \left(\frac{\hbar c}{eB}\right)^{1/2}$ — магнитная длина. Для рабочего интервала магнитных полей $H = 5-10$ Т $\lambda \sim a$. Переходя в (4) от суммирования к интегрированию, получим

$$\tau_d^{-1} = \frac{\Theta^2 \Delta^2}{16\pi \hbar \rho s^2} \left(\frac{\omega_c}{s}\right)^3 I(\Delta, \eta) \quad (9)$$

для модели деформационного потенциала и

$$\tau_p^{-1} = \frac{(e\beta)^2 \Delta^2}{16\pi \hbar \rho s^2} \left(\frac{\omega_c}{s}\right) I(\Delta, \eta) \quad (10)$$

для пьезоакустического взаимодействия. Здесь Θ — деформационный потенциал, β — усредненный по направлениям пьезомодуль InAs, $\Delta = \lambda_m/a$, ρ — плотность

$$\text{InAs}, \eta = \frac{\alpha \omega c}{s},$$

$$I(\Delta, \eta) \equiv \int_0^1 \frac{(1 - \cos \eta \xi)}{(1 - \eta^2 \xi^2 / 4\pi^2)} \frac{(1 - \xi^2)}{\xi^2} \exp \left[-\frac{\Delta^2 \eta^2}{2} (1 - \xi^2) \right] d\xi. \quad (11)$$

Для значений магнитных полей, лежащих в интервале 4—10 Т $\lambda \sim 1$, $\eta \sim 100$. Численные расчеты для $B = 5$ Т дают $\tau_d \sim 10^{-2}$ с, $\tau_p \sim 30$ с.

В случае, когда в качестве рабочих уровней взяты подзоны размерного квантования, оценка вероятности безызлучательного перехода с испусканием акустического фона дает [15]

$$\tau^{-1} = 4.3 \frac{m\Theta^2}{\rho s \hbar^2 a^2} \sim 10^{-10} \text{ с}. \quad (12)$$

К сожалению, мы не можем оценить величину квантового выхода в сильном магнитном поле, так как до сих пор остается неясным основной механизм безызлучательной энергетической релаксации электронной системы в этих условиях. Однако применение сильного магнитного поля для организации двухуровневой системы позволяет исключить важный канал безызлучательной рекомбинации и тем самым повысить коэффициент усиления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] S. J. Allen, G. Brozak, F. DeRosa, P. England, J. Harbison, M. Helm, L. Florez, M. Leadbeater. *Semicond. Sci. Technol.*, **7**, B1 (1992).
- [2] P. Yuh, K. L. Wang. *Appl. Phys. Lett.*, **51**, 1404 (1987).
- [3] S. Borenstain, J. Katz. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 654 (1989).
- [4] Б. Я. Алешкин, Ю. А. Романов. *ФТП*, **24**, 131 (1990).
- [5] R. Q. Yang, J. M. Xu. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 181 (1991).
- [6] A. A. Andronov, *Semicond. Sci. Technol.*, **7**, B629 (1992).
- [7] J.-W. Choe, A. G. U. Perera, M. H. Francombe, D. D. Coon. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 54 (1991).
- [8] M. Helm, P. England, E. Colas, F. DeRosa, S. J. Allen. *Jr. Phys. Rev. Lett.*, **63**, 74 (1989).
- [9] J. W. Bales, K. A. McIntosh, T. C. L. G. Sollner, W. D. Goodhue, E. R. Brown. *Proc. SPIE*, **1283**, 74 (1990).
- [10] D. Z.-Y. Ting, D. A. Collins, E. T. Yu, D. H. Chow, T. C. McGill. *Appl. Phys. Lett.*, **57**, 1257 (1990).
- [11] S. Borenstain, J. Katz. *Phys. Rev. B*, **39**, 10852 (1989).
- [12] D. Y. Oberly, D. R. Wake, M. V. Klein, I. Klem, T. Henderson, H. Morkoc. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 696 (1987).
- [13] J. A. Levenson, G. Dolique, J. L. Oudar, I. Abram. *Phys. Rev. B*, **41**, 3688 (1990).
- [14] A. Kastlsky, Al. L. Eφος. *J. Appl. Phys.*, **69**, 841 (1991).
- [15] Ю. Л. Иванов, А. Я. Шик. *ФТП*, **25**, 1670 (1991).

Редактор В. В. Чалдышев