

# Периодическое создание кратковременной инверсии населенностей на межподзонных лазерных переходах в квантовых ямах

© В.А. Кукушкин<sup>¶</sup>

Институт прикладной физики Российской академии наук,  
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 13 июня 2007. Принята к печати 30 октября 2007 г.)

Предложен метод периодического кратковременного инвертирования межподзонного лазерного перехода в квантовой яме с частотой повторения  $\sim 1$  ГГц и временем сохранения инверсии  $\sim 1$  пс. Метод основан на быстром заселении верхнего уровня перехода в результате резонансного туннелирования носителей из смежной квантовой ямы при изменении приложенного к гетероструктуре электрического поля. В результате пиковое значение инверсной населенности может достигать, например,  $8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  на переходе, соответствующем длине волны  $\lambda \approx 10$  мкм, и  $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  в случае  $\lambda \approx 25$  мкм. Реализация данного метода возможна при комнатной температуре, что делает его привлекательным для создания усилителей пикосекундных импульсов среднего, дальнего инфракрасного и терагерцового диапазонов.

PACS: 73.21.Fg, 73.63.Hs, 78.67.De

## 1. Введение

Генерация мощного излучения в среднем, дальнем инфракрасном (ИК) и терагерцовом диапазонах является важной задачей современной прикладной физики вследствие постоянно растущей сферы его применения и для фундаментальных исследований, и для практических приложений, таких как неразрушающая диагностика слабо проводящих материалов [1] и биологических тканей [2], электромагнитная терапия [3,4], спектроскопия органических молекул [5], изучение поверхностных плазмон-поляритонных волн [6], когерентный контроль межподзонных переходов в полупроводниковых наноструктурах [7,8], низкочастотная модуляция оптического излучения [9] и др. Хотя для получения электромагнитной эмиссии в этой области спектра было предложено и реализовано много различных схем, среди которых фотопроводящие антенны [10,11], сверхбыстрый перенос зарядов вблизи поверхности полупроводника [12], высокотемпературные сверхпроводящие мостики [13], переходное [14] и черенковское [15] излучение и др., низкоразмерные полупроводниковые гетероструктуры, в частности квантовые ямы (КЯ), остаются одними из наиболее эффективных и удобных для этой цели устройств. Причины этого заключаются в сравнительной легкости манипуляции частотами переходов между уровнями размерного квантования путем изменения параметров структур и простоте применяемой в них токовой накачки.

Вместе с тем поглощение на свободных носителях и дифракция ИК или терагерцового излучения в таких устройствах ведут к его сильным нерезонансным потерям, которые быстро растут с увеличением длины волны. В результате генерация длинноволновых электромагнитных полей в них оказывается возможной лишь при условии достаточно большого коэффициента

усиления в активной области. Однако вследствие того, что нижние уровни межподзонных лазерных переходов в КЯ характеризуются, как правило, большим временем жизни носителей, чем верхние, поддержание на таких переходах необходимой достаточно большой инверсии населенностей в непрерывном режиме является далеко не простой задачей. Один из возможных путей решения проблемы заключается в искусственном уменьшении времени жизни на нижнем уровне за счет стимулированных межзонной рекомбинации [16–18] или излучения фононов [19]. Практическая реализация этого предложения привела к созданию квантовых каскадных лазеров (ККЛ) [20–22], в которых нижний лазерный уровень опустошается за счет туннелирования в сверхрешетке или перехода на еще более низколежащие уровни с излучением продольного оптического (ЛО) фонона. Однако эти устройства представляют собой весьма сложные многослойные структуры и обычно работают лишь при температурах значительно ниже комнатной.

Другой метод создания достаточно большой инверсии на межподзонном лазерном переходе в непрерывном режиме лежит в использовании длинноволновых переходов, в которых релаксация носителей с верхнего уровня на нижний с излучением ЛО-фонона оказывается подавленной вследствие малости межуровневого расстояния по сравнению с энергией фонона. Однако этот способ эффективен лишь при температурах значительно ниже энергии ЛО-фонона (которая, как правило, соответствует температуре порядка комнатной), когда в верхней подзоне число горячих носителей, способных излучить ЛО-фононы с переходом на дно нижней подзоны, экспоненциально мало. Данный метод был реализован в фонтанных лазерах [23,24], которые, однако, как было только что отмечено, могут работать лишь при криогенных температурах и требуют достаточно дорогой оптической накачки  $\text{CO}_2$ -лазером. При комнатной температуре уменьшение расстояния между подзонами не приводит к сколь-нибудь существенному

<sup>¶</sup> E-mail: vakuk@appl.sci-nnov.ru

увеличению времени межподзонной релаксации с излучением ЛО-фононов, которое всегда не превышает величины  $\sim 1$  пс [25]. В результате в гетероструктурах с одиночными квантовыми ямами без охлаждения не удастся добиться стационарной инверсии на межподзонном переходе ни при каком расстоянии между уровнями [26].

Представляется возможным, однако, получить достаточно большую инверсию населенностей на межподзонном лазерном переходе в нестационарном режиме на временах, много меньших времени безызлучательного перехода между верхним и нижним уровнями. Конкретно это может быть осуществлено в результате быстрого заселения верхнего уровня носителями, туннелирующими через потенциальный барьер с близкого уровня в смежной КЯ. Последний при этом соответствует наиболее низколежащему состоянию в своей КЯ и поэтому имеет сравнительно большое время жизни,  $\sim 1$  нс, определяемое межзонной спонтанной рекомбинацией. Вследствие этого на нем можно сконцентрировать достаточно большое число носителей, не прибегая к сильной накачке, а затем перевести их на верхний уровень лазерного перехода в соседней КЯ, создав тем самым, хотя и кратковременную, но большую инверсию. Практически такой перевод может быть осуществлен с помощью хорошо известного в квантовой оптике метода когерентной передачи населенности при адиабатическом изменении внешних параметров (coherent population transfer by adiabatic passage) (обсуждение его применения в физике твердого тела содержится, например, в [27]).

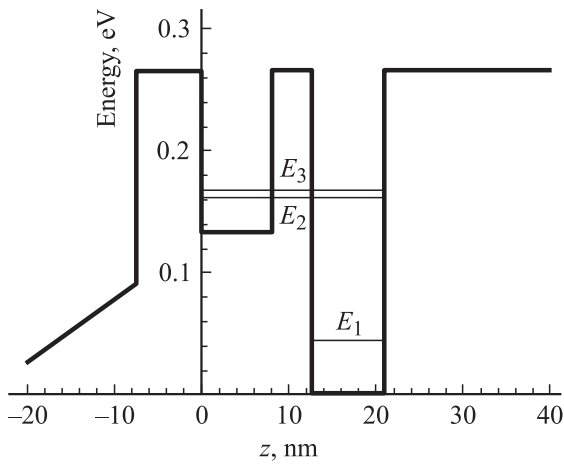
Применение этого способа к гетероструктурам с КЯ обсуждалось в работе [28]. Авторы этой работы показали, что когерентный переход носителей между двумя смежными КЯ может быть осуществлен за время  $\sim 2$  пс (которое, как это и должно быть в адиабатическом методе, много больше обратной частоты, разделяющей два используемых близких уровня) в результате изменения приложенного к гетероструктуре электрического поля, максимальная величина которого достигает  $\sim 40$  кВ/см. Это время, однако, сравнимо с указанным выше временем жизни на верхнем лазерном уровне при комнатной температуре, определяемым излучением ЛО-фонона. В итоге данный метод может быть использован для создания кратковременной инверсии на межподзонном переходе или при подавлении последнего эффекта в результате охлаждения структуры, или при условии существенного ускорения перевода носителей из одной КЯ в другую. Последнего, очевидно, можно достичь, используя два уровня с большей разницей по энергии, однако это ведет к необходимости применения слишком сильных электрических полей,  $\gtrsim 400$  кВ/см (для осуществления адиабатического перевода носителей из одной КЯ в другую электрическое поле должно обеспечивать изменение расстояния между уровнями в несколько раз по сравнению с его значением в отсутствие поля), а такие поля могут вызывать электрический пробой полупроводникового кристалла.

Тем не менее представляется возможным значительно уменьшить время передачи носителей между КЯ путем применения не медленного (как в методе адиабатического перевода), а быстрого изменения электрического поля за время, много меньшее обратной частоты, разделяющей два близких уровня. Тогда время передачи носителей из одной КЯ в другую будет порядка последней величины и поэтому много меньшим аналогичного времени в методе адиабатического изменения поля. В результате можно весьма значительно (почти на порядок величины) ускорить процесс передачи носителей между КЯ по сравнению с адиабатическим способом, используя при этом то же самое максимальное электрическое поле. Конечно, эффективность предложенного метода зависит от возможности генерации импульсов напряжения с достаточно крутыми передним и задним фронтами. Данная задача может быть решена, например, путем возбуждения фемтосекундными импульсами фотопроводящих материалов, в которых время установления квазистационарного значения фототока определяется весьма быстрым процессом релаксации импульсов носителей и может лежать в фемтосекундном и даже субфемтосекундном диапазоне [29].

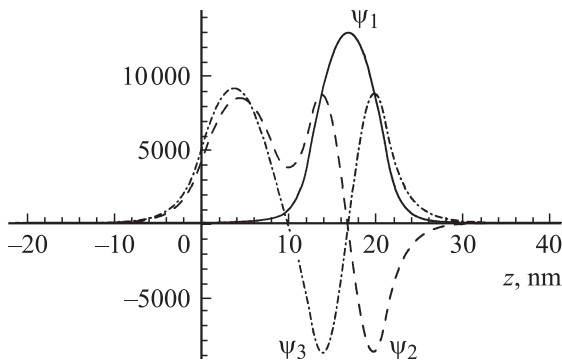
Настоящая статья посвящена подробному рассмотрению предложенного выше метода быстрой передачи носителей между двумя смежными КЯ. Данный способ позволяет создавать даже при комнатной температуре хотя и кратковременную (на время  $\sim 1$  пс), но большую инверсию населенностей на межподзонном лазерном переходе с частотой повторения  $\sim 1$  ГГц, не используя при этом большие токи накачки, которые могут повредить структуру. Такая система может использоваться как весьма эффективный усилитель пикосекундных импульсов среднего, дальнего ИК и терагерцового диапазонов.

## **2. Параметры гетероструктуры для создания кратковременной инверсии населенностей на межподзонных переходах. Схема для быстрого изменения приложенного электрического поля**

Несомненно, существует много возможных вариантов химического состава и подбора параметров описанной во Введении гетероструктуры с двумя КЯ, поэтому далее в качестве примера будет рассмотрен лишь один из них, а именно AlGaAs-гетеросистема (подробно описанная в обзоре [30], из которого взяты все характеризующие ее величины и их зависимость от молярной доли AlAs). Последовательность слоев активной области структуры показана на рис. 1. Слева активная область начинается сверхрешеткой из AlGaAs (подобной используемой в ККЛ [20]) с постоянным периодом, меньшим чем тепловая длина волны де Бройля электронов, позволяющей добиться непрерывного изменения энергии дна



**Рис. 1.** Дно зоны проводимости гетероструктуры с двумя КЯ, предназначенной для усиления импульсов с несущей длиной волны  $\lambda \approx 10$  мкм, как функция расстояния в направлении роста (координата  $z$ ) при нулевом приложенном электрическом поле  $F = 0$ . Показаны наиболее низко лежащие уровни с энергиями  $E_1$ ,  $E_2$  и  $E_3$ .



**Рис. 2.** Нормированные волновые функции  $\psi_1(F = 0)$  (сплошная линия),  $\psi_2(F = 0)$  (штриховая линия) и  $\psi_3(F = 0)$  (штрихпунктирная линия), соответствующие уровням  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $E_3$  на рис. 1.

зоны проводимости (наклон подобран соответствующим электрическому полю  $5 \cdot 10^4$  В/см). Далее следует широкий барьер, образованный слоем  $\text{Al}_{0.236}\text{Ga}_{0.764}\text{As}$  с толщиной 7.5 нм, отделяющий сверхрешетку от мелкой КЯ с шириной 8.2 нм, сделанной из  $\text{Al}_{0.117}\text{Ga}_{0.883}\text{As}$ . Справа мелкая КЯ ограничена узким барьером (4.5 нм) из  $\text{Al}_{0.236}\text{Ga}_{0.764}\text{As}$ , к которому примыкает глубокая КЯ с шириной 8.2 нм, выполненная из GaAs. Далее следует очень широкий барьер  $\text{Al}_{0.236}\text{Ga}_{0.764}\text{As}$ , вероятность туннелирования через который пренебрежимо мала. Величины энергий трех наиболее низко лежащих уровней размерного квантования в этой структуре,  $E_1$ ,  $E_2$  и  $E_3$ , а также соответствующие им волновые функции  $\psi_1$ ,  $\psi_2$ ,  $\psi_3$  (рис. 2) были вычислены с использованием граничных условий Бастарда [31]. Уровень 1 имеет энергию  $E_1 = 42$  мэВ (отсчитываемую от положения дна глубокой ямы в отсутствие электрического поля), а

соответствующее состояние локализовано в глубокой КЯ; уровни 2 и 3 характеризуются близкими значениями энергий  $E_2 = 157$  мэВ и  $E_3 = 164$  мэВ, а соответствующие состояния занимают как глубокую, так и мелкую КЯ. Ширины уровней 2 и 3 благодаря малой вероятности туннелирования через широкий (7.5 нм) барьер составляют величины  $\sim 0.01$  мэВ и поэтому пренебрежимо малы по сравнению с межуровневым расстоянием  $E_3 - E_2 = 7$  мэВ. Частота лазерного перехода  $2 \rightarrow 1$  лежит в среднем ИК диапазоне и соответствует длине волны  $\lambda \approx 10$  мкм.

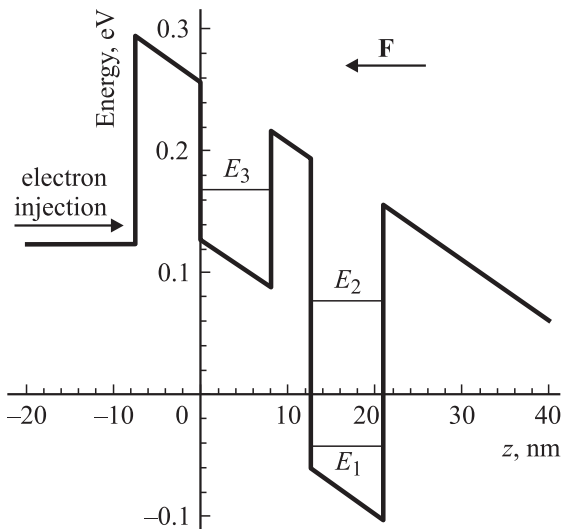
Конечно, значением длины волны можно манипулировать в достаточно широких пределах, изменяя параметры структуры. В качестве примера в таблице приведены параметры гетероструктуры с лазерным переходом  $2 \rightarrow 1$ , соответствующим  $\lambda \approx 25$  мкм (а также для полноты картины и приведенный выше набор параметров для реализации  $\lambda \approx 10$  мкм). Используя уровни размерного квантования в валентной зоне (которые характеризуются меньшим межуровневым расстоянием вследствие того, что масса тяжелых дырок значительно превосходит массу электронов), можно создать аналогичную гетероструктуру с длиной волны лазерного перехода, лежащей в дальней ИК и даже терагерцовой области.

Приложение к системе внешнего электрического поля  $\mathbf{F} \equiv -Fz^0$  приводит к наклону дна зоны проводимости, как показано на рис. 3, и вызывает изменение  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $E_3$  и соответствующих им волновых функций (см. таблицу, рис. 4). Так, в структуре, предназначенной для усиления импульсов с несущей  $\lambda \approx 10$  мкм, электрическое поле  $5 \cdot 10^4$  В/см (которое вследствие указанной выше компоновки делает дно зоны проводимости в AlGaAs-сверхрешетке плоским) ведет к небольшому увеличению (на 3%) частоты лазерного перехода  $2 \rightarrow 1$  и сильному росту (почти в 9 раз) расстояния между близко лежащими уровнями 3 и 2. В свою очередь это вы-

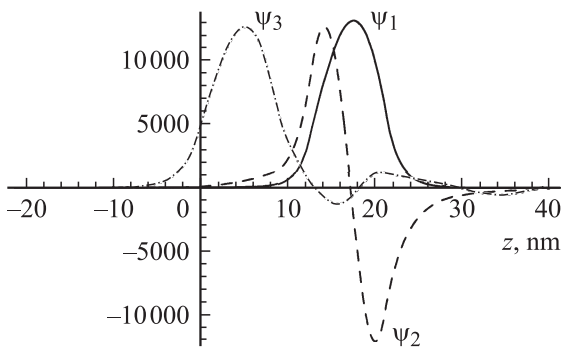
Параметры  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -гетероструктур с лазерным переходом  $2 \rightarrow 1$ , соответствующим длинам волн  $\sim 10$  и  $\sim 25$  мкм, и энергии уровней 1, 2 и 3

Слой	$\lambda \approx 10$ мкм		$\lambda \approx 25$ мкм	
	$x$	толщина, нм	$x$	толщина, нм
Широкий барьер	0.236	7.5	0.236	5
Мелкая КЯ	0.117	8.2	0.046	15
Узкий барьер	0.236	4.5	0.105	4.5
Глубокая КЯ	0	8.2	0	15
$E_1$ , мэВ	42 (-43)		15 (-39)	
$E_2$ , мэВ	157 (76)		59 (8)	
$E_3$ , мэВ	164 (138)		65 (46)	

*Примечание.* Энергии  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $E_3$  отсчитаны от дна глубокой КЯ в отсутствие электрического поля. В скобках приведены значения энергий в электрическом поле  $F = 5 \cdot 10^4$  В/см ( $\lambda \approx 10$  мкм) и  $F = 2 \cdot 10^4$  В/см ( $\lambda \approx 25$  мкм).



**Рис. 3.** То же, что и на рис. 1, но с электрическим полем  $F = 5 \cdot 10^4$  В/см.



**Рис. 4.** То же, что и на рис. 2, но с электрическим полем  $F = 5 \cdot 10^4$  В/см.

зывает изменение соответствующих волновых функций. Состояние 1 продолжает оставаться локализованным в глубокой КЯ, тогда как состояния 2 и 3 перестают занимать обе КЯ и становятся локализованными в глубокой и мелкой КЯ соответственно, так что интеграл перекрытия  $\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi_3| |\psi_2| dz$  оказывается  $\sim 0.2$  вместо  $\sim 1$  в отсутствие поля. Время жизни состояния 3 благодаря туннелированию через широкий (7.5 нм) барьер составляет  $\sim 1$  нс, т.е. примерно равно времени его распада вследствие межзонной спонтанной электронно-дырочной рекомбинации.

Последовательность работы данной схемы следующая. Сначала на время  $\sim 1$  нс к структуре прикладывается электрическое поле  $F_0$  (рис. 3). Это время, с одной стороны, достаточно для заселения уровня 3 в результате резонансного туннелирования электронов через широкий барьер до стационарного значения, определяемого силой тока и временем жизни электронов на этом уровне, равным, как было указано выше,  $\sim 1$  нс. С другой стороны, оно мало для сколь-нибудь существенного

заселения уровня 2 вследствие перехода на него электронов с уровня 3 вследствие излучения ЛО-фонона или электрон-электронных столкновений, подавленных благодаря малому перекрытию их волновых функций. Затем за время  $\ll \hbar / \left| \int_{-\infty}^{+\infty} (-ezF_0)\psi_3(F=F_0)\psi_i^*(F=F_0)dz \right|$  ( $\gtrsim 26$  фс для структуры с лазерным переходом при  $\lambda \approx 10$  мкм ( $F_0 = 5 \cdot 10^4$  В/см) и  $\gtrsim 32$  фс в случае  $\lambda \approx 25$  мкм ( $F_0 = 2 \cdot 10^4$  В/см)), где индекс  $i$  означает любое отличное от  $\psi_3$  состояние (включая, конечно, состояния 1, 2 и состояния континуума), электрическое поле выключается (рис. 1). Вследствие выполнения этого неравенства волновая функция электронов в течение данного процесса практически не успевает измениться, так что непосредственно после выключения поля она равна  $\psi_3(F=F_0)$ . Легко показать, что с хорошей точностью

$$\psi_3(F=F_0) = [\psi_2(F=0) + \psi_3(F=0)]/\sqrt{2}$$

$\left( \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_3^*(F=F_0)[\psi_2(F=0) + \psi_3(F=0)]dz/\sqrt{2} \right)$  равен 0.99 для структуры с лазерным переходом при  $\lambda \approx 10$  мкм ( $F_0 = 5 \cdot 10^4$  В/см) и 0.91 для  $\lambda \approx 25$  мкм ( $F_0 = 2 \cdot 10^4$  В/см), так что временная эволюция электронной волновой функции после выключения поля дается формулой

$$\begin{aligned} & \{ \psi_2(F=0) \exp[-iE_2(F=0)t/\hbar] \\ & + \psi_3(F=0) \exp[-iE_3(F=0)t/\hbar] \} / \sqrt{2}. \end{aligned}$$

Таким образом, за время  $\pi\hbar/[E_3(F=0) - E_2(F=0)]$  ( $\sim 300$  фс для обоих обсуждаемых вариантов структуры) электронная волновая функция становится пропорциональной  $[\psi_2(F=0) - \psi_3(F=0)]/\sqrt{2}$ , т.е. практически полностью локализуется в глубокой КЯ. Затем за время  $\ll \hbar / \left| \int_{-\infty}^{+\infty} (-ezF_0)\psi_3(F=0)\psi_i^*(F=0)dz \right|$  ( $\gtrsim 13$  фс для структуры с лазерным переходом при  $\lambda \approx 10$  мкм ( $F_0 = 5 \cdot 10^4$  В/см) и  $\gtrsim 12$  фс при реализации  $\lambda \approx 25$  мкм ( $F_0 = 2 \cdot 10^4$  В/см)) электрическое поле вновь нарастает до своей прежней величины. Вследствие быстроты этого процесса электронная волновая функция снова практически не успевает измениться, так что непосредственно после включения поля она остается локализованной в глубокой КЯ и равной  $[\psi_2(F=0) - \psi_3(F=0)]/\sqrt{2}$  (с точностью до несущественного фазового множителя). Однако легко видеть, что

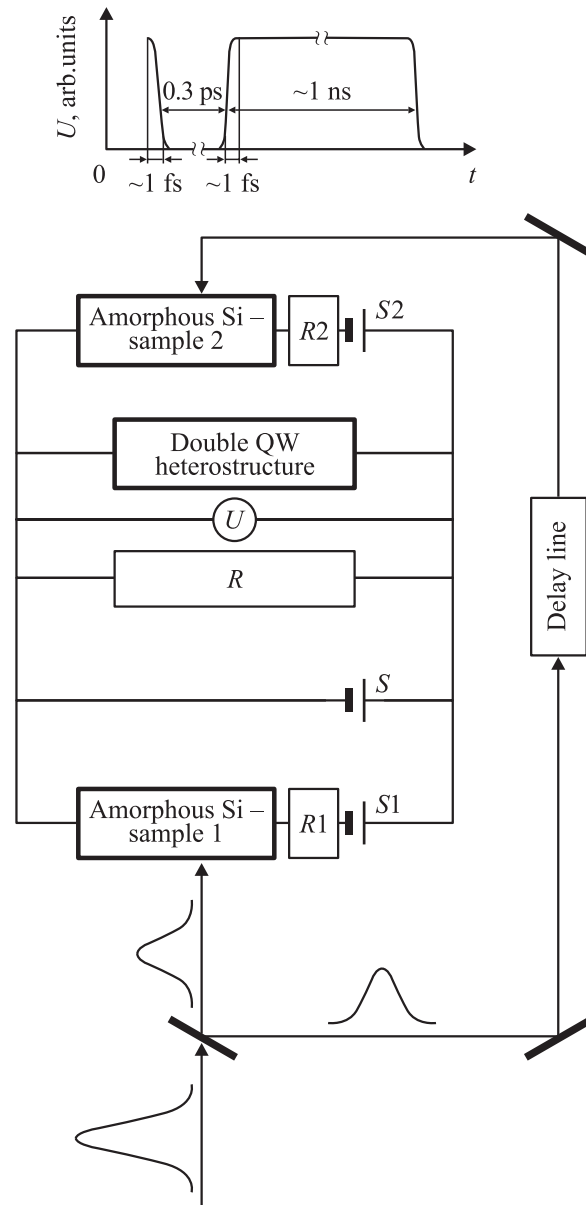
$$[\psi_2(F=0) - \psi_3(F=0)]/\sqrt{2} = \psi_2(F=F_0)$$

$\left( \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_2^*(F=F_0)[\psi_2(F=0) - \psi_3(F=0)]dz/\sqrt{2} \right)$  равно 0.99 для структуры с лазерным переходом при  $\lambda \approx 10$  мкм ( $F_0 = 5 \cdot 10^4$  В/см) и 0.91 при реализации  $\lambda \approx 25$  мкм ( $F_0 = 2 \cdot 10^4$  В/см)). В результате последующая вре-

меняющаяся эволюция электронной волновой функции дается формулой  $\psi_2(F = F_0) \exp[-iE_2(F = F_0)t/\hbar]$ , так что она остается локализованной в глубокой КЯ. Таким образом, за время  $\sim 300$  фс населенность уровня 3 полностью переходит на уровень 2. Это время более чем в 3 раза меньше, чем 1 пс, т.е. меньше времени жизни уровня 2 относительно перехода  $2 \rightarrow 1$  с излучением ЛО-фонона [25]. Таким образом, на время  $\sim 1$  пс между уровнями 2 и 1 возникает инверсия населенностей. Ее максимально возможное значение можно оценить из условия равенства времени релаксации  $2 \rightarrow 1$  вследствие электрон-электронного взаимодействия и времени жизни на уровне 2 относительно перехода  $2 \rightarrow 1$  с излучением ЛО-фонона, т.е.  $\sim 1$  пс. Большая населенность уровня 2, очевидно, не может быть достигнута данным методом, так как за время перехода  $3 \rightarrow 2$  ( $\sim 300$  фс) значительная часть электронов, переданных на уровень 2, релаксирует на уровень 1 из-за электрон-электронного рассеяния. Соответствующие оценки, основанные на результатах работы [26], дают величину  $8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  для структуры с лазерным переходом, соответствующим  $\lambda \approx 10 \text{ мкм}$ , и  $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  для структуры с излучением на  $\lambda \approx 25 \text{ мкм}$ .

Как было отмечено во Введении, быстрое изменение приложенного к структуре поля может быть осуществлено с помощью схемы, использующей возбуждение фемтосекундными импульсами фотопроводящих материалов. Одним из наиболее подходящих для этой цели является аморфный Si. Он характеризуется довольно малым временем релаксации импульсов носителей, лежащим в субфемтосекундной области, и в то же время довольно большим временем сохранения фотовозбужденной проводимости, которое может достигать 20 пс [29]. Благодаря указанной быстрой релаксации скоростей носителей при возбуждении данного материала оптическим импульсом с длительностью  $\sim 1$  фс время нарастания в нем фототока до максимального значения будет определяться сопротивлениями элементов соответствующей электрической цепи и их емкостями. Эти параметры могут быть подобраны таким образом, чтобы время нарастания фототока было  $\sim 1$  фс. Так, например, для аморфного Si с максимальной концентрацией фотовозбужденных носителей  $\sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$  [32] произведение его сопротивления на емкость может быть сделано равным  $\sim 1$  фс с помощью подбора геометрии образца. Время  $\sim 1$  фс много меньше определенных выше времен эволюции электронной волновой функции вследствие вариации приложенного к структуре поля, так что данный процесс удовлетворяет требованию быстроты происходящих изменений.

Соответствующая практическая схема изображена на рис. 5. Источник постоянного напряжения  $S$  используется для приложения к структуре поля  $F_0$ . Два других источника постоянного напряжения  $S1$  и  $S2$  служат для подачи напряжений на два фотопроводящих образца, выполненных из аморфного Si. Первый из них возбуждается оптическими импульсами длительностью  $\sim 1$  фс



**Рис. 5.** Схема быстрого изменения приложенного к гетероструктуре электрического поля с использованием эффекта фотопроводимости. Вверху — результирующее напряжение  $U$  на гетероструктуре как функция времени  $t$ .

с частотой повторения  $\sim 1$  ГГц. Второй образец также возбуждается той же последовательностью импульсов, которые, однако, идут с задержкой 300 фс относительно импульсов, возбуждающих первый образец. Как было сказано выше, после возбуждения первого образца импульсом длительностью 1 фс примерно за это же время фототок в нем достигает своего максимального значения, зависящего от энергии импульса. Энергия импульса, а также сопротивление  $R1$  подобраны таким образом, чтобы при максимальном значении фототока через первый образец напряжения на гетероструктуре, создаваемые источниками  $S$  и  $S1$ , компенсировали друг друга и

электрическое поле в ней равнялось нулю. Таким образом, за время  $\sim 1$  фс происходит переход от ситуации, показанной на рис. 3, к ситуации рис. 1. Затем фототок в первом образце начинает затухать экспоненциально с декрементом, равным обратному времени жизни неравновесных носителей в аморфном Si (как указывалось выше, это время может достигать  $\sim 20$  пс). Это означает, что ток через первый образец практически не изменяется за время 300 фс, необходимое, как было сказано ранее, для полной передачи электронов из мелкой КЯ в глубокую. Затем импульс длительностью  $\sim 1$  фс возбуждает второй образец аморфного Si. Как и в первом образце, это приводит к возникновению в нем импульса фототока с длительностью переднего фронта  $\sim 1$  фс. Сопротивление  $R_2$  подобрано таким образом, что напряжения на гетероструктуре, создаваемые источниками  $S_1$  и  $S_2$ , в точности компенсируют друг друга при протекании через образцы 1 и 2 равных фототоков. Таким образом, за время  $\sim 1$  фс происходит переход от ситуации рис. 1 к ситуации рис. 3. Затем фототоки в обоих образцах спадают экспоненциально с одной и той же скоростью, обеспечивая тем самым точную компенсацию напряжений на гетероструктуре от источников  $S_1$  и  $S_2$  в течение всего времени их затухания. В результате структура остается в состоянии, показанном на рис. 3, вплоть до прихода на образец 1 следующего возбуждающего импульса длительностью  $\sim 1$  фс.

### 3. Заключение

Таким образом, в данной работе предложен метод периодического создания кратковременной, но достаточно большой инверсии населенностей на межподзонных переходах в КЯ, помещенных в переменное внешнее электрическое поле. Для переходов, соответствующих длинам волн 10 и 25 мкм, рассчитаны параметры гетероструктур и требуемые зависимости электрического поля от времени. Для получения последних предложена принципиальная схема, позволяющая генерировать электрические сигналы с достаточно короткими фронтами. Применение данного метода позволяет создать эффективные усилители средних, дальних ИК и терагерцовых импульсов с длительностями  $\sim 1$  пс, которые могут работать не только при низких (как это следует из предложенного ранее адиабатического метода кратковременного инвертирования межподзонных переходов), но и при комнатных температурах. Такие усилители могут состоять как из одной, так и из нескольких рассмотренных гетероструктур, расположенных одна за другой (каскадная схема) и синхронизованных в соответствии с моментами прихода на них усиливаемого пикосекундного импульса. Подобный прием позволяет в несколько раз увеличить коэффициент усиления пикосекундного импульса по сравнению со случаем устройства на одной структуре.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 05-02-17525 и 07-02-00486) и Совета по грантам Президента Российской Федерации для государственной поддержки ведущих научных школ (грант № 4585.2008.2).

### Список литературы

- [1] D. Zimdars, J.A. Valdmanis, J.S. White, G. Stuk, S. Williamson, W.P. Winfree, E.I. Madaras. *AIP Conf. Proc.*, **760**, 570 (2005).
- [2] О.В. Бецкий, А.П. Креницкий, А.В. Майбородин, В.Д. Тупикин. *Биомедицинские технологии и радиоэлектроника*, № 12, 3 (2003).
- [3] А.А. Ковалев. *Биомедицинские технологии и радиоэлектроника*, № 11, 21 (2006).
- [4] В.Ф. Киричук, О.Н. Антипова, А.Н. Иванов, А.П. Креницкий, А.В. Майбородин, В.Д. Тупикин, А.П. Рытик. *Биомедицинские технологии и радиоэлектроника*, № 12, 46 (2006).
- [5] М.В. Королевич, М.Р. Жбанкова. *Журн. прикл. спектроскопии*, **73**, 721 (2006).
- [6] A. Agrawal, H. Cao, A. Nahata. *New J. Phys.*, **7**, 249 (2005).
- [7] J.N. Heyman, R. Kersting, K. Unterrainer. *Appl. Phys. Lett.*, **72** (6), 644 (1998).
- [8] B.H. Wu, J.C. Cao. *Physica B*, **349**, 322 (2004).
- [9] A.V. Maslov, D.S. Citrin. *J. Appl. Phys.*, **93** (12), 10 131 (2003).
- [10] A. Dreyhaupt, S. Winnerl, T. Dekorsy, M. Helm. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 121 114 (2005).
- [11] L. Duvillaret, F.-F. Garet, J.-F. Roux, J.-L. Coutaz. *IEEE J. Select. Topics Quant. Electron.*, **7**, 615 (2001).
- [12] A.G. Davies, E.H. Linfield, M.B. Johnston. *Phys. Med. Biol.*, **47**, 3679 (2002).
- [13] M. Hangyo, S. Tomozawa, Y. Murakami, M. Tonouchi, M. Tani, Z. Wang, K. Sakai, S. Nakashima. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 2122 (1996).
- [14] C. Toth, J. van Tilborg, C.G. Geddes, G. Fubiani, C.B. Schroeder, E. Esarey, J. Faure, G. Dugan, Wm. P. Lee-mans. In: *Signal Processing, Sensor Fusion, and Target Recognition XIII*, ed. by I. Kadar [Proc. SPIE, **5448**, 491 (2004)].
- [15] D.H. Auston, K.P. Cheung, J.A. Valdmanis, D.A. Kleinman. *Phys. Rev. Lett.*, **53**, 1555 (1984).
- [16] J. Singh. *IEEE Phot. Technol. Lett.*, **8**, 488 (1996).
- [17] *Semiconductor Lasers*, ed. by E. Kapon (San Diego, Academic Press, 1999).
- [18] *Intersubband Transitions in Quantum Wells: Physics and Devices*, ed. by S.S. Li, Y.-K. Su (Boston, Kluwer, 1998).
- [19] R.F. Kazarinov, R.A. Suris. *Sov. Phys. Semicond.*, **5**, 707 (1971).
- [20] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho. *Science*, **264**, 553 (1994).
- [21] F. Capasso, C. Gmachl, A. Tredicucci, A.L. Hutchinson, D.L. Sivco, A.Y. Cho. *Opt. Photonics News*, **10**, 31 (1999).
- [22] S. Dhillon, J. Alton, S. Barbieri, C. Sirtori, A. de Rossi, M. Calligaro, H.E. Beere, D. Ritchie. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 071 107 (2005).
- [23] O. Gauthier-Lafaye, P. Boucaud, F.H. Julien, S. Sauvage, S. Cabaret, J.-M. Lourtioz, V. Thierry-Mieg, R. Planel. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 3619 (1997).

- [24] O. Gauthier-Lafaye, B. Seguin-Roa, F.H. Julien, P. Collot, C. Sirtori, J.Y. Duboz, G. Strasser. *Physica E*, **7**, 12 (2000).
- [25] S.-C. Lee, I. Galbraith, C.R. Pidgeon. *Phys. Rev. B*, **52**, 1874 (1995).
- [26] P. Kinsler, P. Harrison, R.W. Kelsall. *Phys. Rev.*, **58**, 4771 (1998).
- [27] J. Siewer, T. Brandes. *Adv. Sol. St. Phys.*, **44**, 181 (2004).
- [28] K.L. Shuford, J.L. Krause. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **36**, 439 (2003).
- [29] K. Sakai, M. Tani. In: *Terahertz Optoelectronics*, ed. by K. Sakai (Berlin, Springer, 2005).
- [30] S. Adachi. *J. Appl. Phys.*, **58**, R1 (1985).
- [31] G. Bastard. *Phys. Rev. B*, **24**, 5693 (1981).
- [32] A. Esser, K. Seibert, H. Kurz, G.N. Parsons, C. Wang, B.N. Davidson, G. Lucovsky, R.J. Nemanich. *Phys. Rev. B*, **41**, 2879 (1990).

*Редактор Л.В. Шаронова*

## **Periodic creation of transient population inversion at intersubband laser transitions in quantum wells**

*V.A. Kukushkin*

Institute of Applied Physics,  
Russian Academy of Sciences,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** A method of periodic transient inversion of an intersubband laser transition in a quantum well with a repetition frequency  $\sim 1$  GHz and a time of inversion retention  $\sim 1$  ps is suggested. It is based on the rapid population of the transition upper level due to the resonant tunneling of carries from an adjacent quantum well under the change of a bias electric field applied to the heterostructure. As a result, the peak inverted population can reach, for example,  $8 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  at the transition corresponding to the wavelength  $\lambda \approx 10 \mu\text{m}$  and  $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  for  $\lambda \approx 25 \mu\text{m}$ . This method realization is possible under room temperature, which makes it attractive for the creation of picosecond mid-, far-infrared and terahertz pulse amplifiers.