

# Электрические свойства лазерных InAs/InGaAs-гетероструктур на основе квантовых точек InAs: пороговый эффект

П.Г.Елисеев, А.Уханов, А.Штинц, К.Дж.Маллой

*Представлены дифференциальные вольт-амперные характеристики лазеров на основе гетероструктур InGaAs/GaAs с квантовыми точками InAs в квантовой яме и без них. В обоих случаях на пороге генерации наблюдается спад дифференциального сопротивления, однако в лазере с квантовыми точками этот спад неполный, т. е. не происходит насыщения напряжения, приложенного к электрически нелинейной части диода. Рассмотрена модель последовательных барьеров, позволяющая качественно объяснить поведение вольт-амперных характеристик.*

**Ключевые слова:** лазерная гетероструктура, квантовые точки, вольт-амперные характеристики, дифференциальное сопротивление.

## 1. Введение

Насыщение оптического усиления в стационарном режиме работы полупроводникового лазера приводит к стабилизации квазиуровней Ферми, а следовательно, к насыщению напряжения, приложенного к инжектирующему переходу. Изменение электрических характеристик инжекционных лазеров на пороге генерации было предсказано в [1] и изучено в [2]. Строго говоря, что именно должно происходить на пороге, было априори не ясно, поскольку свойства однородности спектральной полосы излучения полупроводника еще не были изучены. Поэтому не было установлено, как уровни Ферми реагируют на ускоренное потребление избыточных носителей в режиме генерации. Оказалось, что преобладает тенденция к насыщению напряжения, что соответствует модели спектрально-однородного поведения. Отклонения от него, сопровождающиеся переключением спектральных мод, а также факт многомодовой генерации были отнесены к явлениям пространственной неоднородности [2]. Таким образом, с точки зрения электрических характеристик различие режимов спонтанного и вынужденного излучения состоит в том, что вынужденное излучение порождает насыщение смещения, приложенного к инжектирующему р–п-переходу.

Если напряжение  $V$  на р–п-переходе выше порога стремится к насыщению, то дальнейшее увеличение тока накачки  $I$  будет происходить без его увеличения, что соответствует исчезновению дифференциального сопротивления р–п-перехода. Это было установлено в [2] и в дальнейшем подтверждено в [3–6]. Дифференциальный пороговый эффект хорошо иллюстрируется на графике дифференциального сопротивления (рис. 1), измеренного в лазерном диоде на квантовой яме InGaAs/GaAs. Если

нелинейная часть сопротивления диода подчиняется известной формуле  $V(I) = (nkT/e) \ln(I/I_s)$ , где  $n$  – фактор неидеальности,  $I_s$  – ток насыщения, то дифференциальное сопротивление оказывается линейной функцией величины  $x = 1/I$ :

$$dU/dI = R_s + (nkT/e)x. \quad (1)$$

Таким образом, спрямление допороговой ветви в данном масштабе свидетельствует о простой возможности разделения линейной и нелинейной частей сопротивления диода. В данном случае фактор  $n$  равен 1.43. В модели Шокли (малый уровень инжекции, невырожденный случай)  $n = 1$  [7], а в модели Холла  $n = 2$  [8].

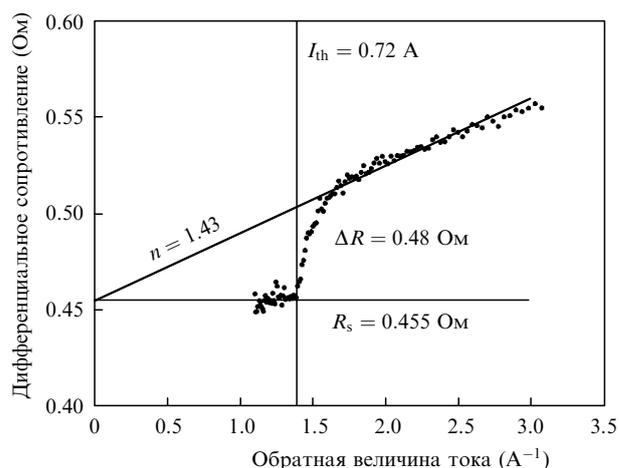


Рис. 1. Зависимость дифференциального сопротивления лазера (гетероструктура InGaAs/GaAs/AlGaAs с напряженной квантовой ямой) от величины, обратной току через диод. Наклонная прямая отвечает допороговому поведению лазера (режим спонтанного излучения) и соответствует фактору неидеальности  $n = 1.43$ , горизонтальная прямая – остаточному сопротивлению диода  $R_s$ . В окрестности порога при токе  $I_{th} = 0.72$  А экспериментальные точки переходят с наклонной ветви на горизонтальную, что соответствует исчезновению дифференциального сопротивления р–п-перехода.

P.G.Eliseev, A.Ukhanov, A.Stintz, K.J.Malloy. The Center for High Technology Materials, University of New Mexico, Albuquerque, NM, USA; e-mail: eliseev@chtm.unm.edu

Поступила в редакцию 15 октября 2008 г., после доработки – 8 января 2009 г.

Заметим, что на опыте обычно измеряется не напряжение  $V$  на  $p-n$ -переходе, а напряжение  $U$  на диоде, в которое входит падение напряжения на пассивных слоях и контактах. В [9, 10] было показано, что если имеет место нелинейная проводимость этих слоев, наведенная инжекцией, то пороговое поведение диода может сильно отличаться от поведения  $p-n$ -перехода, например знак дифференциального эффекта может смениться на противоположный. Имеются и другие факторы, затрудняющие прямое наблюдение порогового эффекта насыщения, в частности наличие утечек, шунтирование нелазерными областями диода и т. п.

В настоящей работе рассмотрено пороговое и сверхпороговое поведение лазера на квантовых точках InAs, введенных в квантовую яму InGaAs [11, 12]. Таким образом, изученная лазерная структура отличается от представленной на рис.1 наличием в активной области квантовых точек, способных быстро захватывать избыточные носители из квантовой ямы. В результате рекомбинации на квантовых точках длина волны лазерного излучения смещена в длинноволновую сторону (от 980 до  $\sim 1250$  нм).

Вопрос состоит в том, «чувствует» ли инжектирующийся  $p-n$ -переход (напряжение его прямого смещения) то, какого рода рекомбинация происходит и преобладает в квантовых точках, – спонтанная или вынужденная? Напомним, что носители инжектируются из эмиттерных областей AlGaAs в волноводные слои GaAs, потом захватываются в квантовую яму InGaAs, а из нее – на квантовые точки InAs. Лазерный процесс происходит после заметной потери энергии носителями в результате трехэтапного захвата. В частности, напряжение на  $p-n$ -переходе составляет на пороге генерации 1.565 В и, следовательно, энергия, расходуемая на создание избыточной электронно-дырочной пары, равна 1.565 эВ. Энергия фотона лазерного излучения составляет  $\sim 1.0$  эВ, таким образом, на термализацию носителей при их захватах расходуется 565 мэВ, то есть более трети кванта энергии на качки. По аналогии с водопадом (эта аналогия часто используется для объяснения инжекции в гетеропереходах) встречного движения носителей не предвидится. Поэтому заранее не ясно, насколько и каким образом напряжение на верхнем электронном резервуаре будет чувствительно к квазиуровням Ферми на нижнем. В настоящей работе показано, что на опыте напряжение на диоде чувствительно к пороговому насыщению, а предметом обсуждения является неполное насыщение смещения выше порога.

## 2. Эксперимент и его результаты

Использовались диоды типа DWELL на основе квантовых точек InAs, описанные в работе [11]. Структуры были изготовлены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на GaAs-подложках. Принципиальная особенность лазеров этого типа – включение квантовых точек InAs в квантовую яму InGaAs, которая является основой лазерной структуры, подобной структуре лазеров с напряженным InGaAs-слоем (волноводные слои GaAs, эмиттерные слои AlGaAs и промежуточные градиентные слои, уменьшающие электрическое сопротивление структур). Квантовые точки имели пирамидальную или усеченно-пирамидальную форму (диаметр основания 15–20 нм, высота 7–10 нм). Толщина квантовой ямы состав-

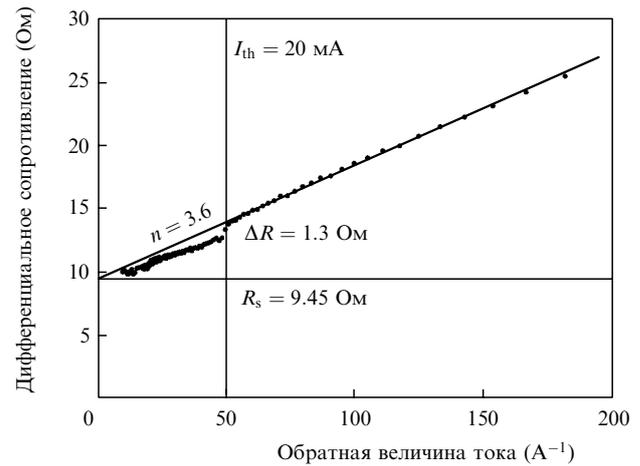


Рис.2. Зависимость дифференциального сопротивления лазера на основе гетероструктуры типа DWELL (InAs/InGaAs/GaAs/AlGaAs с квантовыми точками InAs) от величины, обратной току через диод. Пороговый ток равен 20 мА, фактор неидеальности ниже порога составляет 3.6, выше порога – 2.6.

ляла 9.6–10 нм, плотность точек в плоскости роста была равна  $\sim 3 \times 10^{10}$   $\text{см}^{-2}$ .

Вследствие низкого модового оптического усиления, соответствующего в подобных структурах основной полосе излучения квантовых точек, резонатор изучаемого образца был выбран достаточно длинным (3.474 мм), с конфигурацией пространственно-одномодовой гребневой полоски шириной 2 мкм. Измерения интегральной и дифференциальной вольт-амперных характеристик проводились при комнатной температуре в диапазоне токов 5–100 мА, т. е. практически до пятикратного превышения порога в непрерывном режиме (рис.2). Длина волны излучения составляла  $\sim 1250$  нм. Спектр когерентного излучения был многомодовым, его ширина была равна 2–5 нм. Напряжение на диоде изменялось от 1.565 В на пороге до 1.590 В при максимальном токе.

## 3. Обсуждение

На рис.1 представлен пример практически полного исчезновения дифференциального сопротивления  $p-n$ -перехода на пороге в лазере с широким резонатором на основе квантовой ямы InGaAs/GaAs с длиной волны 980 нм. (Такое же поведение лазеров этого типа ранее было отмечено в [13].) При пороговом токе 0.72 А график дифференциального сопротивления переходит с наклонной ветви, соответствующей неидеальности  $n = 1.43$ , на горизонтальную ветвь, отвечающую остаточному сопротивлению пассивных областей и контактов диода ( $R_s = 0.455$  Ом). Это подтверждается тем фактом, что обе ветви сходятся в пределе большого тока в результате предполагаемого монотонного уменьшения дифференциального сопротивления  $p-n$ -перехода. Поскольку нелинейное дифференциальное сопротивление практически полностью исчезает, можно предположить, что напряжение на  $p-n$ -переходе определяется разностью квазиуровней Ферми в квантовой яме InGaAs.

На рис.2 пороговый спад дифференциального сопротивления явно неполный. На пороге при токе 20 мА сопротивление снижается на  $\Delta R = 1.3$  Ом вместо ожидаемого падения на 4.5 Ом. При этом остаточное сопротивление диода составляет 9.45 Ом по экстраполяции допо-

роговой ветви к пределу большого тока. Таким образом, пороговое значение дифференциального сопротивления уменьшается примерно на 29%. Выше порога имеет место почти постоянный наклон экспериментальной зависимости, которая соответствует фактору неидеальности  $\sim 2.6$ .

Эксперимент показал, что дифференциальное сопротивление диода имеет пороговый спад, т. е. напряжение на диоде чувствительно к режиму рекомбинации в квантовых точках, несмотря на трехступенчатый процесс захвата носителей. Для объяснения этой чувствительности можно использовать представление о том, что многослойная лазерная гетероструктура представляет собой электрическую последовательность барьеров, из которых тот барьер, который обеспечивает инжекцию в активные состояния (в данном случае – в квантовые точки), подвергается насыщению смещения. Другие барьеры могут быть нечувствительны к режиму генерации (например, подчиняются аналогии с водопадом). Возможно, что парциальные барьеры соответствуют гетерограницам между слоями, составляющими лазерную гетероструктуру. Поскольку парциальные смещения складываются, полное смещение оказывается чувствительным к порогу генерации. Как видно из опыта, наличие барьеров, нечувствительных к генерации, приводит к неполному насыщению напряжения. Что касается насыщающегося барьера, то, по-видимому, в нем имеется динамический баланс встречных потоков носителей, вследствие чего напряжение насыщается. Такой переход подчиняется не правилу водопада, а скорее правилу сообщающихся сосудов.

Модель последовательных барьеров рассмотрена в Приложении. Из этого рассмотрения следует, что полный коэффициент неидеальности диода складывается из коэффициентов неидеальности парциальных барьеров, если эти барьеры включены последовательно. Полный коэффициент в данном случае составляет 3.6, а наклон сверхпороговой ветви соответствует  $n_{\text{res}} = 2.6$ . Таким образом, можно заключить, что чувствительный барьер характеризуется неидеальностью, равной единице (р–п-переход Шокли). Такая «идеальность» типична для невырожденных р–п-переходов и соответствует малому отклонению от равновесия. Переход между волноводными (нелегированными) слоями и квантовой ямой InGaAs (также нелегированной) удовлетворяет этим условиям с учетом того, что для динамического вырождения населенности в квантовых точках не требуется вырожденной населенности в квантовой яме. Более того, время захвата на квантовые точки очень мало, поэтому создать большее отклонение от равновесия в квантовой яме фактически невозможно. Квантовые точки ведут себя подобно глубоким примесным центрам рекомбинации. Согласно [12] их усредненное оптическое сечение составляет  $\sim 7.3 \times 10^{-15} \text{ см}^2$ . Это означает, что при полной инверсии населенности квантовых точек они обеспечивают материальное усиление  $\sim 200 \text{ см}^{-1}$ .

Строго говоря, присутствие наведенной инжекцией проводимости [8] также может приводить к неполному насыщению напряжения. В нашем случае возможен определенный вклад этого явления, поскольку наведенная проводимость в разной мере проявляется во многих лазерных диодах. Однако, по нашей оценке, ее вклад незначителен, т. к. наведенная проводимость насыщается в допороговом режиме. В общем случае любые электриче-

ские нелинейности, включенные последовательно с лазерным р–п-переходом (барьеры, слои с проводимостью, наведенной инжекцией), могут маскировать эффект насыщения, в частности вызывать неполное насыщение напряжения на диоде.

#### 4. Заключение

Показано, что на пороге лазерной структуры на основе квантовых точек InAs наблюдается уменьшение дифференциального сопротивления. Однако этот спад неполный (не до нуля), и сверхпороговая вольт-амперная характеристика демонстрирует дальнейшее уменьшение дифференциального сопротивления с уменьшенным коэффициентом неидеальности. Рассмотрена модель последовательных барьеров, на основе которой можно качественно объяснить поведение лазеров изученного типа.

Работа одного из авторов (ПГЕ) частично поддержана грантом Президента РФ государственной поддержки ведущих научных школ РФ № НШ-3168.2008.2.

#### Приложение

##### Модель последовательных барьеров

Рассмотрена последовательность электрических барьеров, каждый из которых может быть представлен вольт-амперной зависимостью типа  $V_i = V_{0i} \ln(I/I_{0i})$ , где индекс  $i$  использован для нумерации парциальных параметров. При последовательном включении парциальные напряжения складываются, и полное напряжение на диоде

$$U(I) = IR_s + V_0 \ln(I/I_0), \quad (\text{П1})$$

где  $V_0 = \sum_i V_{0i}$  и  $I_0 = \prod_i (I_{0i}^{V_{0i}/V_0})$ . Таким образом, эта простая формула остается пригодной с учетом новой связи между интегральными и парциальными параметрами вольт-амперной кривой. Видно, что параметры  $V_{0i}$  аддитивны вне зависимости от того, какой перепад напряжения приходится на данный парциальный барьер. Интегральный коэффициент неидеальности можно определить как  $n_0 = V_0/kT$ , и он, очевидно, равен сумме коэффициентов неидеальности парциальных барьеров:

$$n_0 = \sum_i n_i. \quad (\text{П2})$$

Этим обстоятельством можно объяснить происхождение аномально большой неидеальности, наблюдаемой в некоторых диодах. Если имеет место насыщение одного из парциальных барьеров, который связан с накачкой лазера, то его парциальная неидеальность  $n^*$  должна вычитаться из интегральной, и поэтому выше порога вольт-амперная характеристика будет иметь остаточную неидеальность

$$n_{\text{res}} = n_0 - n^*. \quad (\text{П3})$$

Интересно, что в [14] при исследовании влияния неидеальности на неполное насыщение напряжения в лазерах на основе двойных гетероструктур GaAs/AlGaAs было получено эмпирическое соотношение

$$V_{\text{res}} = (kT/e)(n - 1) \quad (\text{П4})$$

где  $V_{\text{res}}$  – остаточное напряжение на диоде после про-

хождения порога генерации;  $n$  – допороговый коэффициент неидеальности. Сравнение (П4) с (П3) дает  $n^* = 1$ . Это наводит на мысль, что насыщению подвергается смещение на барьере с вольт-амперной характеристикой, соответствующей модели Шокли [7].

1. Басов Н.Г., Крохин О.Н., Попов Ю.М. *ЖЭТФ*, **40**, 1879 (1961).
2. Елисеев П.Г., Красильников А.И., Манько М.А., Страхов В.П. В сб. «Физика  $p$ - $n$ -переходов и полупроводниковых приборов» (Л.: Наука, 1969, с. 131).
3. Paoli T.L., Barnes P.A. *Appl. Phys. Lett.*, **28**, 714 (1976).
4. Joyce W.B., Dixon R.W. *J. Appl. Phys.*, **47**, 3510 (1976).
5. North D.O., Sommers H.S. *Appl. Phys. Lett.*, **30**, 116 (1977).
6. Ishikawa H., Hanamitsu K., Takusagawa M. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **18**, 333 (1979).
7. Shockley W. *Bell Syst. Techn. J.*, **28**, 435 (1949).
8. Hall R.N. *Proc. IRE*, **40**, 1512 (1952).
9. Елисеев П.Г., Охотников О.Г., Пак Г.Т. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 3, 21 (1984).
10. Eliseev P.G., Adamiec P., Bercha A., Dybala F., Bohdan R., Trzeciakowski W. *IEEE J. Quantum Electron.*, **41** (1), 9 (2005).
11. Liu G.T., Stintz A., Li H., Malloy K.J., Lester L.F. *Electron. Lett.*, **35** (14), 1163 (1999).
12. Eliseev P.G., Li H., Stintz A., Liu G.T., Newell T.C., Malloy K.J., Lester L. *Appl. Phys. Lett.*, **77** (2), 262 (2000).
13. Елисеев П.Г., Мере Ю., Эрберт Г., Байстер Г. *Квантовая электроника*, **22** (2), 108 (1995).
14. Елисеев П.Г., Охотников О.Г., Пак Г.Т. *Квантовая электроника*, **7** (8), 1670 (1980).