

Инжекционный лазер со стабильно сканирующей диаграммой направленности

А.С.Логгинов, К.И.Плисов

Предложена модель самосинхронизации поперечных мод в инжекционном лазере с параболической неоднородностью диэлектрической проницаемости активной области. Показано, что выбор профиля тока накачки позволяет получить стабильное сканирование диаграммы направленности. Детально исследована роль антиволноводного параметра в нарушении стабильности сканирования. Показано, что с его ростом спектр поперечных мод подвергается расщеплению. Внутри каждой моды появляются подгруппы сателлитных мод, эффективно взаимодействующих между собой, что приводит к периодическому нарушению и восстановлению периодичности сканирования.

Ключевые слова: инжекционные лазеры, динамика излучения, синхронизация поперечных мод.

1. Введение

Исследование синхронизации мод в полупроводниковых лазерах имеет давнюю историю и восходит к изучению динамики излучения инжекционных лазеров планарной геометрии с широким контактом. Богатый спектральный состав излучения таких лазеров позволяет наблюдать огромное разнообразие пространственно- и спектрально-временных динамических явлений. В основе этих наблюдений лежит метод электронно-оптической хронографии [1], идеально подходящий для исследования быстропротекающих процессов в одномерных объектах, одним из которых фактически и является активная область инжекционного лазера. На рис.1 представлена характерная хронограмма (развертка во времени) картины ближнего поля излучения гетеролазера с широким контактом. Отчетливо видны два типа процессов: относительно медленные дискретные перемещения излучающего пятна в пределах протяженных (десятки микрометров) участков активной области и в высокой степени периодичное перемещение двух излучающих пятен в существенно более узком участке активной области. Отметим, что экспериментально наблюдаемое дискретное перемещение излучающего пятна в протяженных областях квазипериодично. Временами оно происходит по почти гармоническому или пилообразному закону, а временами прерывается.

На начальном этапе исследований подобные явления можно было отнести к разряду экзотических, не представляющих практического интереса. В последние годы в связи с перспективами использования оптических связей при создании компьютеров реальной становится возможность использования высокочастотного дискретного перемещения излучающего пятна когерентного из-

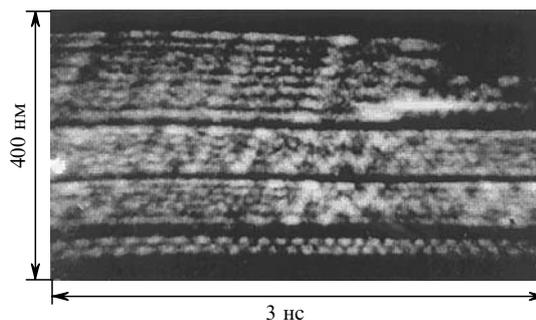


Рис.1. Хронограмма ближнего поля излучения лазера с синхронизованными поперечными модами.

лучения в устройствах коммутации каналов оптической связи или задающего оптического генератора тактовой частоты.

Впервые периодическое движение излучающего пятна вдоль активной области инжекционного лазера, а также сканирование диаграммы направленности его излучения были обнаружены в [2]. Наблюдаемые явления, как и процессы, которые при определенных условиях могут происходить в результате возбуждения эквидистантных мод Эрмита – Гаусса в газовом лазере с параболическими зеркалами [3], можно считать результатом синхронизации поперечных мод. Возбуждение режима самосинхронизации поперечных мод в лазере с резонатором Фабри – Перо становится возможным при наличии в активной области лазера параболического профиля диэлектрической проницаемости [4], что эквивалентно введению параболических зеркал.

Для анализа явления синхронизации поперечных мод можно использовать два подхода. Первый основывается на решении скоростных уравнений [5]. Он прост и позволяет достаточно полно анализировать динамику лазера. Второй подход [6, 7] основан на непосредственном решении параболического уравнения теории дифракции. Главным его преимуществом является отсутствие априорных предположений об исходном модовом составе излучения. Поперечный модовый состав вычисляется здесь

А.С.Логгинов, К.И.Плисов. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: as@osc.phys.msu.ru, k_plisov@mail.ru

непосредственно в ходе расчета и динамически изменяется вместе с основными параметрами системы. Оба подхода дают результаты, хорошо согласующиеся с полученными ранее экспериментальными данными, однако для более глубокого понимания сути явления второй подход более предпочтителен.

Основная цель настоящего исследования проблемы синхронизации поперечных мод, выполненного методом численного моделирования, состоит в нахождении такого сочетания параметров, при котором сканирование диаграммы направленности по гармоническому закону было бы строго периодичным. Как показано в работе [7], главной причиной нарушения периодичности сканирования является отстройка межмодовых спектральных интервалов от эквидистантности. Существуют по крайней мере два фактора, которые вызывают отстройку мод от эквидистантности, – влияние границ активной полоски и неоднородность выжигания профиля инвертированных носителей электрическим полем.

В настоящей работе продолжены исследования, начатые в [7]. Нам удалось показать, что, выбрав достаточно сглаженный по поперечной координате профиль тока накачки, мы можем значительно ослабить влияние выжигания инверсной населенности на спектральный состав излучения и, тем самым, получить строго периодичное сканирование излучающего пятна и диаграммы направленности излучения.

2. Математическая модель

На рис.2,а представлено схематическое изображение рассматриваемой структуры. Предполагается, что лазер длиной L и шириной w имеет активную область шириной w_a и толщиной d_a , через которую пропускают ток плотностью J . Действительная часть диэлектрической проницаемости вдоль координаты y имеет параболический профиль (рис.2,б).

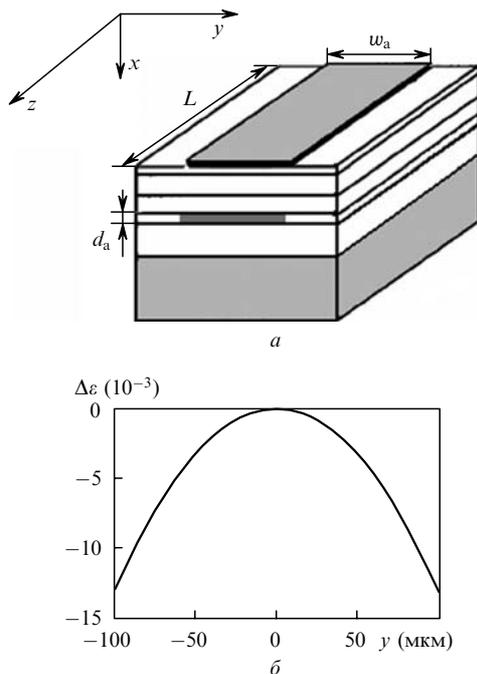


Рис.2. Схематическое представление диодного лазера (а) и профиль параболической неоднородности диэлектрической проницаемости в активной области (б).

В настоящей работе используется детально описанная в [7] математическая модель, представляющая собой метод распространяющегося пучка (МРП), адаптированный под конкретную задачу. Три основных уравнения модели приведены ниже. Оптическая часть описывается параболическим уравнением теории дифракции:

$$\pm 2ik \frac{\partial \psi_{\mu}}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi_{\mu}}{\partial y^2} + k_0^2 \Gamma \Delta \varepsilon(y, z) \psi_{f,b} = 0, \quad (1)$$

где $k = k_0 \bar{\eta}$; $\bar{\eta}^2 = \Gamma \eta_a^2 + (1 + \Gamma) \eta_p^2$; $\psi_{f,b}$ – электрическое поле прямой и обратной волн соответственно; $\Delta \varepsilon(y, z)$ – вклад от всех возмущений мнимой и действительной частей диэлектрической проницаемости; k_0 – волновое число в вакууме; η – эффективный показатель преломления; $\eta_{a,p}$ – показатель преломления активной и пассивных областей соответственно; Γ – коэффициент оптического ограничения.

Как обычно полагаем, что в направлении x (рис.2) распределение диэлектрической проницаемости ε в активной области испытывает скачок, в результате чего в этом направлении формируется волновод:

$$\varepsilon(x) = \eta_a^2 \text{ внутри активной области,}$$

$$\varepsilon(x) = \eta_p^2 \text{ в эмиттерных слоях.}$$

Расчет концентрации инвертированных носителей проводился путем решения уравнения диффузии:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{J}{ed_a} + D_a \frac{\partial^2 N}{\partial y^2} - \frac{N}{\tau_{nr}} - \frac{\Gamma g(N)}{d_a \hbar \omega} (|\psi_f|^2 + |\psi_p|^2). \quad (2)$$

Здесь N – концентрация неравновесных носителей; e – заряд электрона; D_a – коэффициент амбиполярной диффузии; τ_{nr} – время безызлучательной рекомбинации; $g(N) = aN - b$; a, b – коэффициенты, характеризующие вклад в усиление от неравновесных носителей, а также внутренние потери, свойственные материалу активной среды; ω – оптическая частота излучения.

Нормировка в уравнении (2) такова, что интеграл от квадрата амплитуды электрического поля по поперечной координате выражает мощность в ваттах, если остальные параметры берутся в единицах СИ.

Влияние концентрации инвертированных носителей и параболического профиля показателя преломления на электрическое поле учитывается коэффициентом $\Delta \varepsilon$:

$$\Delta \varepsilon = -\eta_a^2 \frac{y^2}{s^2} + a \eta_a \frac{RN}{k_0} + i \frac{\eta_a}{k_0} (aN - b) - i \frac{\eta_a}{k_0} (1 - \Gamma) \frac{\alpha_p}{\Gamma}, \quad (3)$$

где s – коэффициент параболической неоднородности показателя преломления; R – антиволноводный параметр; α_p – коэффициент потерь в пассивных областях.

Решение уравнения (1) находилось методом многократного прохождения излучения в активной среде. Вследствие выжигания инвертированных носителей электромагнитным полем прямой и обратной волн распределение инверсии пересчитывалось с помощью уравнения (2) после каждого обхода резонатора.

Основное достоинство данной модели состоит в том, что модовый состав излучения рассчитывается непосред-

ственно из граничных условий и вида профиля неравновесных носителей. Сам профиль «дышит» вместе с изменением амплитуды электрического поля. Это означает, что спектральный состав излучения не остается постоянным. Пересчет концентрации неравновесных носителей после каждого обхода излучением резонатора и учет соответствующих изменений в возмущении диэлектрической проницаемости позволяет, в свою очередь, внести поправки в распределение электрического поля.

В модели скоростных уравнений [5] постоянные изменения профиля неравновесных носителей учитываются лишь в возмущении собственных значений мод резонатора, тогда как сами моды предполагаются неизменными. Это оказывается вполне оправданным в случае малого изменения диэлектрической проницаемости, поскольку возмущение собственных функций в данном случае имеет более высокий порядок малости, чем возмущение собственных значений. Однако с ростом неоднородности в профиле диэлектрической проницаемости этот подход перестает быть адекватным.

3. Результаты

Как показано в работе [7], основное влияние на отстройку спектра мод от эквидистантного распределения оказывают границы активной области и возмущение профиля неравновесных носителей. Последнее проявляется всегда, и возможность полностью нейтрализовать его влияние отсутствует.

Ширина активной области определяет число мод, которые смогут достаточно усилиться и выйти на режим генерации. Выбор профиля параболической неоднородности позволяет добиться того, чтобы генерируемые моды формировались в основном за счет параболического профиля показателя преломления, а не влияния границы активной области.

Основной величиной, регулирующей вклад от неоднородности профиля неравновесных носителей в спектр генерируемых мод, является антиволноводный параметр. Однако даже в гипотетической ситуации равенства антиволноводного параметра нулю вклад от неравновесных носителей в профиль мод и в их собственные значения будет существовать, поскольку мнимая часть диэлектрической проницаемости также принимает участие в формировании спектра мод.

Численный расчет показывает, что даже в случае $R = 0$ при четко очерченном П-образном профиле инжекции, лишь несколько сглаженном диффузией, не удается получить стабильного сканирования (расчетные параметры приведены ниже). При этом выжженный профиль неравновесных носителей имеет вид, представленный на рис.3.

| | |
|--------------------------------------------------------------|------|
| Длина волны излучения λ (мкм) | 0.82 |
| Длина резонатора L (мкм) | 300 |
| Ширина резонатора w (мкм) | 200 |
| Ширина активной полоски w_a (мкм) | 75 |
| Суммарная толщина активных слоев d_a (мкм) | 0.06 |
| Коэффициент отражения «глухого» зеркала R_1 | 1 |
| Коэффициент отражения выходного зеркала R_2 | 0.9 |
| Показатель преломления активной области n_a | 3.6 |
| Показатель преломления пассивных областей n_p | 3.3 |
| Коэффициент оптического ограничения Γ | 0.1 |
| Эффективный групповой показатель преломления n_g | 3.4 |

| | |
|------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------|
| Антиволноводный параметр R | 0–1.4 |
| Коэффициент параболической неоднородности s (см) | 0.315 |
| Параметр усиления a (см ²) | 1.5×10^{-15} |
| Параметр усиления b (см ⁻¹) | 150 |
| Нерезонансные волноводные потери в пассивных областях α_p (см ⁻¹) | 10 |
| Время жизни носителей τ_{nr} (нс) | 1 |
| Плотность тока накачки J (А/см ²) | 170 |
| Коэффициент амбиполярной диффузии D_a (см ² /с) | 33 |

Первоначально невозможность наблюдения стабильного сканирования связывалась нами с неполным восстановлением выжженного профиля неравновесных носителей к моменту очередного появления светящегося пятна. Очевидно, что на излучении вообще не сказывалось бы влияние выжигания, если бы за время порядка периода сканирования диффузия успевала сгладить выжженный излучением профиль инверсии. Для проверки этого положения был проведен численный расчет при коэффициенте диффузии, на порядок превышающем реально существующий. Идея состояла в том, чтобы установить принципиальную возможность существования строго периодического режима сканирования.

Расчет показал, что действительно для столь большого коэффициента диффузии картина сканирования остается периодичной при всех временах наблюдения. Сопоставление профилей концентрации инжектированных носителей для существенно различающихся значений коэффициентов диффузии ($D_a = 33$ и 300 см²/с) (рис.3) показывает, что в центральной части активной области различие в профилях концентрации выражено не сильно. Конечно, в случае большего коэффициента диффузии профиль инверсии в средней части более гладок, однако различие в концентрациях носителей на этом участке ничтожно мало в сравнении с тем, которое имеет место вблизи границ активной области. Здесь при малом коэффициенте диффузии виден заметный перепад уровня концентрации неравновесных носителей. В случае большого коэффициента диффузии ничего похожего не происходит. Это дает основание полагать, что при достаточной ширине активной области основным фактором, оказывающим влияние на возникновение неэквидистантности в спектральном составе излучения, является крайевая неоднородность профиля концентрации инжектированных носителей.

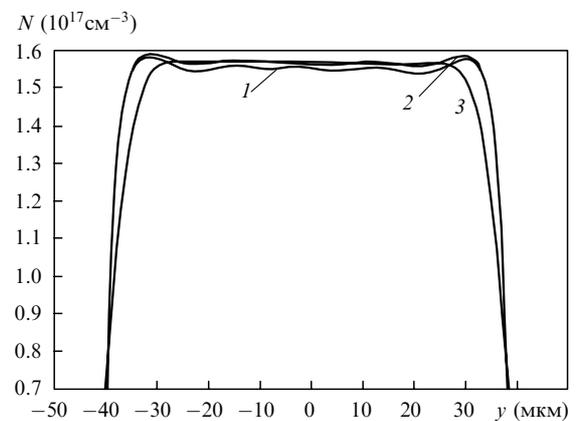


Рис.3. Сглаживание выжженного профиля инверсионной населенности диффузией: вид профиля непосредственно после выжигания (1) и после полупериода сканирования при $D_a = 33$ (2) и 300 см²/с (3).

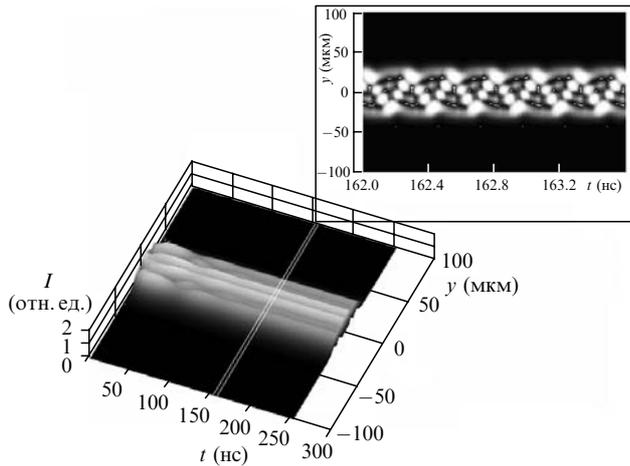


Рис.4. Расчетная хронограмма ближнего поля излучения I . Выход на стабильный режим сканирования с участием четырех мод при стандартном коэффициенте диффузии и $R = 1$.

Расчет показывает, что для полного сглаживания профиля инверсии в центральной части активной области на временах, примерно равных периоду сканирования, коэффициент диффузии, на порядок превышающий реально существующий, недостаточен. Тот факт, что в средней части профиля инверсии различия между большим и малым коэффициентами диффузии играют незначительную роль, подсказывает идею использования сглаженного профиля тока накачки совместно с реально существующим коэффициентом диффузии. В этом случае можно создать такое же распределение концентрации носителей на границах активной области, как и при большом коэффициенте диффузии.

Для формирования сглаженного профиля тока накачки определялось стационарное распределение концентрации неравновесных носителей, полученное при решении уравнения диффузии с коэффициентом диффузии, на порядок превышающим реально существующий. Полученный профиль концентрации нормировался так, чтобы в максимуме быть равным амплитуде тока накачки. В результате имеем сглаженный профиль тока накачки, годный для непосредственного моделирования протекающих в лазере процессов. При его использовании было реализовано полностью стабильное сканирование излучающего пятна по торцу лазера для случая синхронизации четырех мод, стандартного коэффициента диффузии и антиволноводного параметра $R = 1$ (рис.4).

Для определения влияния антиволноводного параметра на поведение лазера в режиме синхронизации мод была проведена серия численных экспериментов, в которых его значение менялось, а все прочие параметры оставались фиксированными. Было установлено, что периодичность сканирования наиболее устойчива при малых ($R = 0 - 1$) значениях антиволноводного параметра. С его увеличением процесс перехода к стабильному сканированию затягивается все больше и, в конце концов, переходит в периодически повторяющиеся биения, когда сканирование наблюдается лишь в течение определенного промежутка времени, затем на некоторое время нарушается и вновь восстанавливается.

Анализ причин такого пространственно-временного поведения лазера удобно проводить путем рассмотрения эволюции спектрального состава излучения при изменении антиволноводного параметра. При спектральном представлении результатов хорошо заметно (рис.5), что с увеличением R спектр мод начинает расщепляться. Растет амплитуда спутников расщепленных мод. Это означает, что постепенно увеличивается вклад процесса перекачки энергии между спутниками одной моды в общую динамику. Величина расщепления по частоте при этом также постепенно растет. В случае $R = 0$ расщепление спектра мод отсутствует (рис.5,а). Однако уже при $R = 0.6$ оно становится заметным для наблюдения на временах в 200 нс (рис.5,б), а в случае $R = 1.4$ амплитуда спутника составляет почти половину амплитуды исходной моды (рис.5,в).

Расщепление спектра мод – это основная причина нарушения стабильности процесса сканирования. Своим появлением расщепление обязано влиянию неоднородностей профиля инверсной населенности на модовый состав излучения. Увеличение антиволноводного параметра неизбежно сопровождается ростом вклада неоднородности профиля в спектральный состав излучения. Поперечные моды лазера, оставаясь по-прежнему полиномами Эрмита – Гаусса, реагируют на возмущение исходно заданного профиля показателя преломления путем перестройки спектра собственных значений. При расщеплении моды происходит усиление одного из спутников. В результате между спутниками соседних мод эквидистантность может отсутствовать. После расщепления между спутниками каждой из мод происходит сильное взаимодействие, что обусловлено идентичностью их профилей. Перекачка энергии на расщепленной частоте является причиной перестройки пространствен-

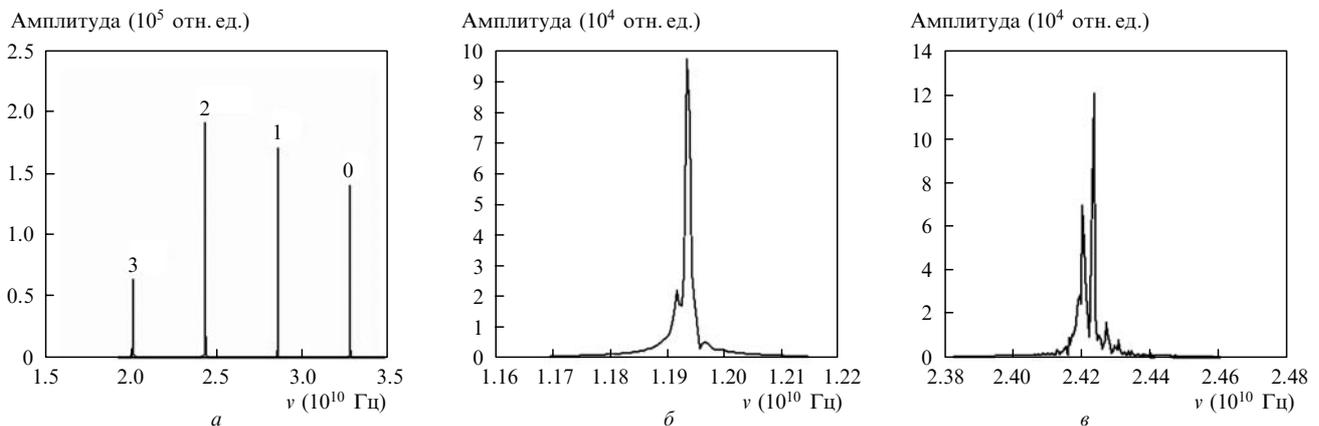


Рис.5. Расчетные спектры поперечных мод излучения при $R = 0$ (а), 0.6 (б) и 1.4 (в).

ного распределения излучения в хронограмме ближнего поля.

Таким образом, вследствие почти полной ортогональности своих профилей моды между собой могут и не взаимодействовать. За все процессы, связанные с отклонением от синусоидальности сканирования, отвечает взаимодействие между порождающей модой и ее спутниками, профили которых полностью перекрываются. Подтверждением такого вывода служит практически полное отсутствие наблюдения биений при решении системы скоростных уравнений в работе [5], где спутники мод не могли существовать, поскольку эта модель оперирует заранее заданным спектральным составом излучения. Слабое проявление биений в [5] можно объяснить неполной ортогональностью мод, приводящей к их взаимодействию. При взаимодействии между различными поперечными модами наблюдается во много раз более слабая перестройка картины излучения, чем при взаимодействии их спутников.

Исследование расщепления спектра мод показало, что его величина действительно совпадает с неэквидистантностью в спектре: если через $\Delta\omega$ обозначить величину расщепления, а через T_b – период биений, то с хорошей точностью выполняется соотношение $T_b = (\Delta\omega)^{-1}$. Разумеется, такое простое соотношение имеет место лишь в случае преимущественного расщепления только одной из мод. С ростом антиволнового параметра растет частотная отстройка спутников, а следовательно, увеличивается частота биений.

4. Выводы

Установлено, что создание сглаженного профиля тока позволяет получить режим стабильного сканирования диаграммы направленности инжекционного лазера с широким контактом. Исследование роли антиволнового параметра в нарушении стабильности сканирования показало, что с его ростом спектр генерируемых поперечных мод подвергается расщеплению. У каждой моды появляются спутники, эффективно взаимодействующие между собой, что приводит к периодическому нарушению и восстановлению режима сканирования. Показано, что амплитуды и частоты отстроек спутников увеличиваются с ростом антиволнового параметра. В итоге нарушается стабильность процесса сканирования и наблюдаются биения, проявляющиеся в последовательном нарушении и восстановлении периодичности сканирования.

1. Miller D.A.V. *Proc. IEEE*, **8** (6), 728 (2000).
2. Бутслов М.М., Степанов Б.М., Фанченко С.Д. *Электронно-оптические преобразователи и их применение в научных исследованиях* (М.: Наука, 1978).
3. Auston D.H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **4**, 420 (1968).
4. Курьлев В.В., Логгинов А.С., Сенаторов К.Я. *Письма в ЖТФ*, **8**, 317 (1968).
5. Logginov A.S., Plisov K.I. *Laser Phys.*, **14**, 1105 (2004).
6. Логгинов А.С., Плисов К.И. *Квантовая электроника*, **32**, 553 (2002).
7. Логгинов А.С., Плисов К.И. *Квантовая электроника*, **34**, 833 (2004).