

Об «ошибочности» скоростного уравнения для плотности фотонов полупроводникового лазера

В.Д.Курносов, К.В.Курносов

В опубликованных в журнале «Квантовая электроника» работах [1, 2] утверждается, что скоростное уравнение для плотности фотонов с членом, учитывающим вклад спонтанного излучения в моду, является ошибочным (из рассмотрения необходимо исключить спонтанный член), и критикуются работы [3, 4]. В настоящей статье проведен анализ ранее опубликованных работ и показано, что необходимость учета вклада спонтанного излучения в моду следует из квантово-механического скоростного уравнения для полупроводникового лазера. Анализируются результаты, полученные в статьях [1, 2].

Ключевые слова: скоростные уравнения, плотность фотонов, спонтанное излучение.

1. Введение

В настоящее время считается общепринятым (список книг смотри ниже), что расчет спектров излучения полупроводникового лазера проводится с использованием стационарного решения скоростного уравнения для плотности фотонов с учетом вклада спонтанного излучения в генерирующую моду. В работах [1, 2] утверждается, что это уравнение ошибочно, и потому результаты, полученные в работах [3, 4] и целом ряде книг, ошибочны. Авторы [1, 2] утверждают, что «...такой подход присутствует в целом ряде книг по диодным лазерам, например в [5], поэтому возникает необходимость отдельно проанализировать его ошибочность». (Здесь и далее цитируемый текст из работ [1, 2] выделен курсивом). Ниже показано, что «ошибочность» скоростного уравнения для плотности фотонов с учетом вклада спонтанного излучения в генерирующую моду следует из того, что авторы [1, 2] не рассматривали квантово-механическую теорию лазера, представленную в работах [6–10]. Показано, что это скоростное уравнение следует из квантово-механической теории лазера. В настоящей работе вначале рассматриваются основы описания излучательных процессов в полупроводниковом лазере, а затем анализируются результаты, полученные в [1, 2].

2. Основы описания излучательных процессов в полупроводниковом лазере

Выражение для скорости изменения числа фотонов N_{ph} в одной излучательной моде полупроводникового лазера согласно работе [6] имеет следующий вид:

$$\frac{dN_{ph}}{dt} = -\frac{N_{ph}}{\tau_{mod}} + [r_{sp}(E) + N_{ph}r_{st}(E)]\frac{1}{\phi(E)}, \quad (1)$$

В.Д. Курносов, К.В. Курносов. АО «НИИ “Полнос” им. М.Ф.Стельмаха», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3, корп.1; e-mail: webeks@mail.ru

Поступила в редакцию 11 ноября 2019 г., после доработки – 12 февраля 2020 г.

где $\phi(E)$ – плотность мод, т. е. число мод на единицу объема и на единичный энергетический интервал; E – энергия фотона.

Первый член уравнения (1) дает скорость убывания фотонов в моде, а два следующих члена определяют скорости поступления спонтанно и стимулированно излученных фотонов в моду.

Учитывая, что $r_{st}(E) = v_{gr}\phi(E)g(E)$, $\tau_{mod} = (v_{gr}\alpha)^{-1}$, где α – потери, v_{gr} – групповая скорость света, уравнение (1) для плотности фотонов может быть записано как

$$\frac{dS}{dt} = -\frac{S}{\tau_{mod}} + g(E)S + \beta\frac{n}{\tau_c(n)}. \quad (2)$$

Здесь g – коэффициент усиления; β – коэффициент, учитывающий вклад спонтанного излучения в генерирующую моду; $S = N_{ph}/V_a$ – плотность фотонов в резонаторе; V_a – объем активной области лазера; n – концентрация носителей; $\tau_c(n)$ – время жизни носителей.

Как показывает анализ литературы, уравнение (2) следует из квантово-механического скоростного уравнения для плотности фотонов полупроводникового лазера [7–10].

В работе [9] отмечается, что основы квантово-механической теории лазеров были сформулированы во второй половине 1960 г. в работах Хакена, Лэмба, Лэкса, Мак-Камбера и др. В них проведен анализ особенностей спектральных характеристик полупроводникового лазера в приближении скоростных уравнений. В работе [9] рассмотрены квантово-механические скоростные уравнения. Для плотности фотонов получено следующее скоростное уравнение:

$$\frac{dS}{dt} = -2\chi S + E_{cv} + GS + F(t), \quad (3)$$

где $S = b^+b$; b^+ и b – операторы рождения и уничтожения фотонов; χ – амплитудный коэффициент затухания поля в резонаторе; E_{cv} – скорость спонтанного излучения; G – коэффициент усиления; F – ланжевеновский шумовой источник. Впервые уравнение (3) получено в работе Хауга [7].

В формуле (3) первый член обратно пропорционален времени жизни фотона, второй член отвечает спонтанно-

му излучению, а третий – вынужденному. Если в уравнении (3) пренебречь четвертым членом, то оно практически совпадает с уравнением (2).

В работе [10, с. 93,94] говорится: «...предположим, что в лазерном резонаторе существует некоторый набор мод с разными индексами λ . Каждая мода может быть заполнена определенным числом фотонов n_λ . Так как времена жизни различных типов колебаний резонатора могут быть неодинаковы, введем константы затухания χ_λ , которые, вообще говоря, отличаются одна от другой. Так как отдельные атомы взаимодействуют с модами лазера по-разному, мы должны рассматривать атомы индивидуально. Для простоты рассмотрим двухуровневую систему. Обозначим числа заполнения атома μ в состояниях 1 и 2 через $N_{1\mu}$ и $N_{2\mu}$. Соответствующая разность населенностей дается выражением $d_\mu = N_{2\mu} - N_{1\mu}$. Обобщая уравнение лазера, можно сразу же написать уравнение для моды λ :

$$\frac{dn_\lambda}{dt} = -2\chi_\lambda n_\lambda + n_\lambda \sum_\mu W_{\lambda\mu} d_\mu + \sum_\mu W_{\lambda\mu} N_{2\mu}. \quad (4)$$

Изменения числа фотонов сорта λ во времени определяется: 1) потерями (первый член в правой части); 2) процессами вынужденного излучения и поглощения отдельного атома μ (первая сумма в правой части); 3) членом, представляющим спонтанное излучение (вторая сумма в правой части). В параграфе 4.10 [10] проведено рассмотрение сосуществования мод вследствие пространственного эффекта образования провалов. Рассмотрены два примера одновременной генерации мод».

Необходимо отметить, что в развитом режиме генерации часто пренебрегают учетом спонтанного излучения в моду. Однако при рассмотрении спектра излучения лазера пренебрегать спонтанным излучением нельзя.

В работе [11, с. 202] указывается, что «... в классической теории, основанной на уравнениях Максвелла, отсутствует спонтанное излучение. Квантово-механический подход показывает, что спонтанное излучение дает флуктуирующую добавку к скорости приращения плотности фотонов, среднее значение которой можно представить как величину, пропорциональную интегральной скорости спонтанного излучения $R_{sp} = N_e/\tau_e$ с коэффициентом пропорциональности β_{sp} , называемым «фактором спонтанного излучения». В итоге можно записать для баланса плотности фотонов следующее уравнение:

$$\frac{dN_\omega}{dt} = -\frac{N_\omega}{\tau_\omega} + G(N_e)N_\omega + \beta_{sp}R_{sp} + F(t). \quad (5)$$

Видно, что из уравнения (5) в пренебрежении членом $F(t)$ следует формула (4).

Далее автор [11] пишет, что «... фактор β_{sp} нередко вызывает дискуссии, в частности дискуSSIONEN вопрос о том, является ли эта величина постоянной в широком диапазоне интенсивностей. Положительный вклад спонтанного излучения в баланс фотонов приводит к тому, что стационарное пороговое условие оказывается выполненным при усилении, несколько меньшем, чем потери, а не при точном равенстве этих величин. В режиме генерации усиление продолжает увеличиваться, асимптотически приближаясь к уровню потерь. Как указано в [12], этот процесс может быть ответственным за продолжение роста интенсивности нелазерных мод при накачке выше поро-

га, что нередко наблюдается на опыте вместо точного насыщения этих интенсивностей».

В работе [11] проанализирована устойчивость стационарных решений и обращается внимание «... на роль усредненного по времени вклада спонтанного излучения в баланс фотонов. Показано, что ватт-амперная характеристика в этой модели непрерывна и дифференцируема везде, включая порог генерирования, где она сглажена свехлинейным участком» (с. 209). Проведен анализ решений и представлено их изображение на фазовой плоскости. Показано, что «... переход из метастабильного нелазерного состояния под действием собственных флуктуаций в лазере носит скачкообразный характер и отвечает жесткому режиму включения (в отличие от мягкого режима, когда происходит постепенный рост интенсивности излучения с увеличением тока накачки, и существует всегда только одно стационарное состояние). Признаки жесткого включения иногда обнаруживаются по аномально большой крутизне ватт-амперной характеристики вблизи порога генерации» (с. 218).

В работе [13] показано, что многомодовые скоростные уравнения позволяют объяснить зависимости спектров генерации лазера от длины кристалла. Отмечается, что расчетные спектры совпадают с экспериментальными.

В работе [14] гл.2 написана К.Лау и А.Яривом и посвящена исследованию высокочастотной токовой модуляции, а также статическим характеристикам инжекционных лазеров. Исследования проведены на основе скоростных уравнений для плотности фотонов с учетом спонтанного члена. В п.2.2.2 авторы анализируют пространственно-усредненные скоростные уравнения и область их применения. На с. 78 они указывают: «Эти результаты приводят к заключению, что простые скоростные уравнения в приводимой ниже форме (N и P представляют собой усредненные величины) будут справедливы при коэффициентах отражения зеркал больше 0.2 и в режиме выше порога лазера». Отмечено, что скоростные уравнения могут быть использованы для анализа модуляционных явлений с частотами не выше 60 ГГц (с. 79). В п.2.3.1 авторы анализируют статические характеристики инжекционных лазеров. На рис.2.4 они приводят стационарные решения скоростных уравнений для концентрации электронов и плотности фотонов в зависимости от плотности тока накачки при коэффициенте β как равном нулю, так и отличном от нуля. Видно, что при $\beta = 0$ имеет место линейная зависимость плотности фотонов от тока накачки.

В работе [14] гл.3 написана Ч.Генри и посвящена исследованию спектральных и шумовых свойств полупроводниковых лазеров. На с. 151 автор рассматривает интенсивности мод в стационарном состоянии. Он указывает: «Для анализа спектров мод в резонатор необходимо ввести спонтанное излучение. Это легко сделать, если рассматривать потери на зеркалах как потери, равномерно распределенные в резонаторе. Стационарное решение уравнения имеет вид:

$$I = \frac{R}{\gamma - G} \quad (6)$$

(формула (6) соответствует формуле (3.28) в работе [14]), где I – число фотонов в моде (связь с мощностью излучения из одной грани зеркала дается формулой (3.25)), R – средняя скорость спонтанной рекомбинации, γ – коэффициент потерь резонатора, G – коэффициент усиления. На

рис.3.11 изображены интенсивности мод, полученные из (3.28)». Видно, что излучение состоит из нескольких продольных мод.

В п.3.4.1 [14] рассматриваются скоростные уравнения и источники шума. На с. 164 указывается, что изменения интенсивности, соответствующие актам спонтанного испускания, будут правильно описываться уравнениями движения, если в уравнение $dI/dt = (G - \gamma)I$ добавить слагаемые, описывающие среднюю скорость спонтанного испускания R и случайные силы Ланжевена:

$$\frac{dI}{dt} = (G - \gamma)I + R + F_I(t). \quad (7)$$

Там же на основе скоростных уравнений проанализированы источники шума, частотный спектр флуктуаций интенсивности и модель шума модового распределения. Полученные «...уравнения полностью описывают флуктуационные свойства лазера» (с. 165).

Необходимо отметить, что скоростное уравнение для плотности фотонов со спонтанным членом используется в книгах [15–23]. В приведенном ниже списке вначале указан порядковый номер статьи в списке литературы настоящей работы, затем страница и в скобках – номер формулы, в которой присутствует уравнение для плотности фотонов со спонтанным членом: [15, 224, (6.2.14)], [16, 31, (2.74)], [17, 91, (5.21)], [18, 53, (2.11)], [19, 47, (3.78)], [20, 47, (1.43)], [21, 103, (6.86)], [22, 487, (11.1.2)], [23, 321, (5.2.686)]. Таким образом, согласно работам [1, 2], результаты расчетов, полученные в [15–23], являются ошибочными, т. к. авторы используют ошибочные уравнения, номера которых указаны в скобках, для плотности фотонов со спонтанным членом.

Во всех этих книгах показано, что рассчитанные спектральные характеристики лазеров совпадают с полученными экспериментально. Для примера на рис. 1, заимствованном из работы [24], приведены спектральные характеристики полупроводникового лазера с волоконной брэгговской решеткой (ВБР). Сравнение экспериментальных и расчетных зависимостей, представленных на рис. 1, а и б, показывает не только их качественное, но и удовлетворительное количественное совпадение. Действительно, периоды повторения характеристик по температуре лазерного диода (ЛД) для теоретических и экспериментальных зависимостей совпадают: $\delta T_{LD} \cong 2.6^\circ\text{C}$. Межмодовые интервалы, определенные из экспериментальной зависимости на рис. 1, а, составляют: для ЛД $\delta \lambda_{LD} \cong 0.126$ нм, для внешнего резонатора (ВР) $\delta \lambda_{ext} \cong 0.021$ нм. Соответствующие расчетные величины таковы: $\delta \lambda_{LD} = 0.141$ нм, $\delta \lambda_{ext} = 0.0182$ нм. Для экспериментальных кривых скорости изменения длины волны с изменением температуры ЛД $\delta \lambda_{LD}/\delta T_{LD} \cong 0.0485$ нм $\cdot^\circ\text{C}^{-1}$; при изменении температуры ВР $\Delta \lambda_{ext}/\Delta T_{ext} \cong 0.015$ нм $\cdot^\circ\text{C}^{-1}$. Соответствующие расчетные величины таковы: $\delta \lambda_{LD}/\delta T_{LD} = 0.054$ нм $\cdot^\circ\text{C}^{-1}$ и $\Delta \lambda_{ext}/\Delta T_{ext} = 0.0265$ нм $\cdot^\circ\text{C}^{-1}$ (рис. 1, б). Величина β_{sp} , используемая в расчетах, равна 6.2×10^{-6} . Расчет проводился по формуле (5.2.70 а) из работы [23] с учетом коэффициента оптического ограничения. Часто коэффициент β_{sp} рассчитывают без его учета [13, (16)], [14, (2.28)]. В этом случае $\beta_{sp} = 2.6 \times 10^{-4}$, и полагается, что коэффициент астигматизма $K = 1$. Типичное значение β_{sp} для обычных лазеров лежит в диапазоне $10^{-7} - 10^{-5}$ [21, с. 104]. Для полупроводникового лазера с ВБР отношение объема, зани-

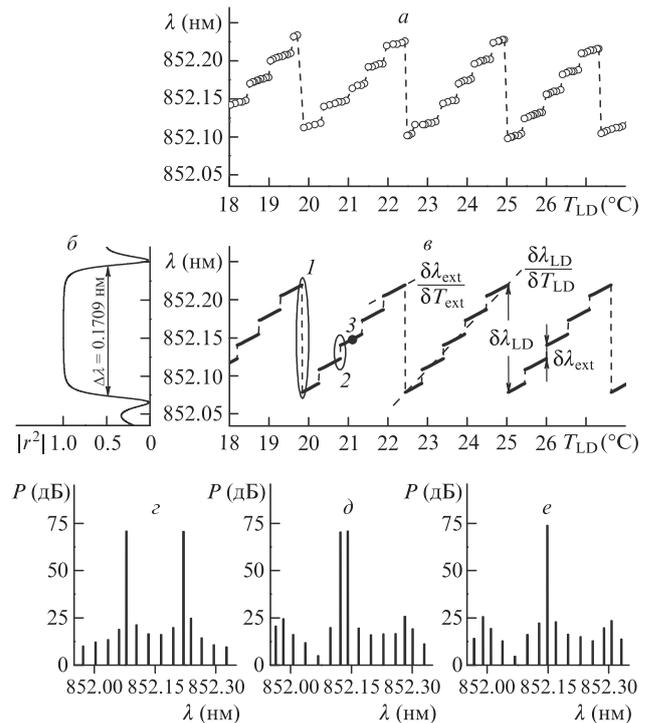


Рис. 1. Экспериментальная (а) и теоретическая (б) зависимости длины волны излучения ЛД от его температуры при постоянных температуре ВБР и токе накачки ЛД, а также зависимость модуля коэффициента отражения ВБР от длины волны (б). Спектры излучения (с, д, е) в точках 1, 2 и 3 соответственно.

маемого модой в лазере, к суммарному объему, включающему световод и брэгговскую решетку, составляет 4.7×10^{-3} .

Применение скоростных уравнений позволяет не только рассчитать, но и оптимизировать характеристики ЛД с ВБР.

Таким образом, в результате анализа литературных данных показано, что уравнения (2)–(7) получены в результате рассмотрения квантово-механических процессов излучения, справедливость их подтверждена результатами эксперимента.

3. Анализ результатов, полученных в работах [1, 2]

В работе [1] анализируется роль спонтанного излучения в формировании оптического спектра диодного лазера в режиме стационарной генерации.

Авторы [1] рассматривают характеристики полупроводникового лазера в рамках полуклассической теории. Без учета спонтанного излучения они приходят к нелинейному уравнению второго порядка с правой частью, равной нулю, получают уравнение Ван дер Поля и анализируют его решение. Отмечают, что «Важным обстоятельством полученного решения $E(t) = A_0 \exp(-i\omega_0 t + \varphi)$ (17) ... служит тот факт, что это решение не требует и не содержит никаких сторонних источников поля, например тех, которые создают спонтанное излучение. Это принципиальным образом отличает (17) от решений, приведенных в [3–5] и других работах, основанных на подходе "асимптотического порога генерации"» (с. 723).

Анализ результатов, полученных в [1], показывает, что приведенное уравнение Ван дер Поля дает фиксиро-

ванную частоту генерации и нулевую ширину линии генерации, что не соответствует эксперименту, т. к. ширина линии генерации любого лазера конечна.

На с. 723 работы [1] приведена формула для расчета порогового тока накачки. Однако справедливость полученного выражения невозможно подтвердить результатом эксперимента. Экспериментальная ватт-амперная характеристика (ВтАХ) не позволяет явно определить порог генерации. Обычно его определяют методом экстраполяции экспериментальной ВтАХ к нулю. Однако в этом случае величина порога находится с учетом вклада усиленного спонтанного излучения в вынужденное излучение (рис.6.3, [5]). Под порогом генерации иногда подразумевают точку пересечения участков ВтАХ, соответствующих спонтанному и вынужденному излучениям (рис.3.3, [21]). Порог генерации можно также определить из спектральных измерений, когда скорость индуцированного излучения превышает скорость спонтанного излучения (рис.3.4, [14] или рис.2.11, [17]). Однако в работе [1] это невозможно сделать, т. к. в ней предполагается, что спонтанное излучение отсутствует, т. е. в диапазоне токов от нуля до порогового значения нет ни одного фотона; нет спонтанных фотонов и на пороге генерации. Однако если спонтанные фотоны отсутствуют, то лавина фотонов развиваться за счет стимулированных переходов не может. Следовательно, при расчете спектральных характеристик лазера необходимо учитывать спонтанное излучение.

Как указано выше, уравнение Ван дер Поля дает нулевую ширину линии генерации. Поэтому авторы [1] рассматривают уравнение для амплитуды моды резонатора диодного лазера с учетом источников спонтанного излучения, что приводит к нелинейному уравнению второго порядка с правой частью, отличной от нуля. Они отмечают, что учет спонтанного излучения приводит к «размытию» порога генерации. *«Но это – динамическое «размытие», а вовсе не наличие некой постоянной разности между усилением и потерями резонатора, как это предполагается в феноменологических моделях «асимптотического порога» с использованием скоростных уравнений»* (с. 727).

В работе [10, с. 29] отмечается: «Спонтанное излучение – типичный квантовый процесс. Очевидно, что полуклассическая теория не в состоянии описать такой процесс. В связи с этим становится необходимым развивать полностью квантово-механическую теорию лазера».

В работе [16, с. 158] указывается, что спонтанные шумы должны быть введены уравнением

$$\frac{dS}{dt} = \frac{S}{\tau_{ph}}(G - 1) + 2 \operatorname{Re}(E_{sp}(t)E^*(t)),$$

где $2\operatorname{Re}(E_{sp}(t)E^*(t)) = R + F_s(t)$, что приводит к скоростному уравнению для плотности фотонов (7.23) (подобному уравнению (7)), а ланжевеновский шумовой источник определяется как $F_s(t) = 2\operatorname{Re}(E_{sp}(t)E^*(t)) - 2\langle E_{sp}(t)E^*(t) \rangle$.

Аналогичный вывод дан в работе [19, с. 49] и в работе [7–10].

Таким образом, если бы авторы [1, 2] провели расчеты, подобные расчетам, сделанным в работе [16], то они получили бы уравнение для плотности фотонов с членом, учитывающим вклад спонтанного излучения в моду, аналогичное уравнениям (2)–(7), т. е. квантово-механическое скоростное уравнение.

Доказательством того, что при расчете шумовых характеристик лазера необходимо учитывать спонтанное

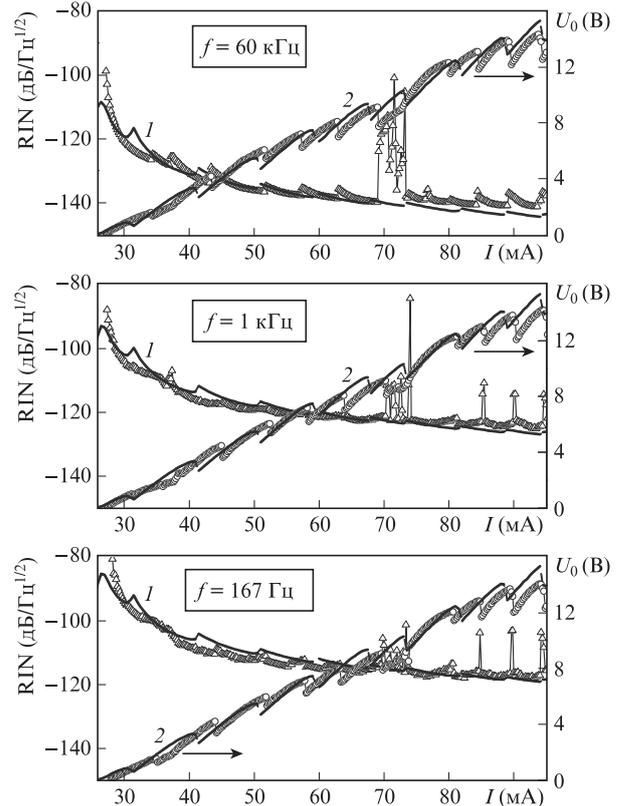


Рис.2. Зависимости от тока накачки относительной интенсивности шума $RIN(I)$ и напряжения $U_0(2)$, пропорционального мощности излучения ЛД, для разных частот f . Сплошные кривые – результаты расчета, точки – экспериментальные данные. Вертикальными отрезками обозначен уровень аномальных шумов.

излучение, служат заимствованные из работы [25] результаты теории и эксперимента, приведенные на рис.2, где представлены зависимости от тока накачки относительной интенсивности шума RIN (кривая 1) и напряжения U_0 (кривая 2), пропорционального мощности излучения ЛД, для частот $f = 60$ кГц, 1 кГц и 167 Гц. Используемый в расчетах относительной интенсивности шума RIN параметр $\beta_{sp} = 6.2 \times 10^{-6}$. Видно удовлетворительное совпадение не только шумовых, но и мощностных характеристик.

Объяснение экспериментально наблюдаемых, приведенных на рис.2, аномально больших уровней шумов полупроводникового лазера с волоконной брэгговской решеткой при токах накачки 70–75 мА дано в работе [26].

В работе [2] анализируются скоростные уравнения и область их применимости со ссылками на работу [1]. *«Настоящую статью можно рассматривать как продолжение статьи [1]»* указывает автор.

В работе приводится, как считает автор [2], *«... наиболее полная и типичная форма записи скоростного уравнения, которая представлена в книге [5] (под номером (6.29в)) следующим образом:*

$$\frac{dS_m}{dt} = \Gamma_m(G_m - \sum_j \xi_{mj} S_j) S_m - \frac{S_m}{\tau_{ph}} + \frac{C_{sm} N}{\tau_s}. \quad (8)$$

В стационарном режиме генерации

$$S_m = \frac{\tau_{ph} C_{sm} N / \tau_s}{1 - \tau_{ph} \Gamma_m (G_m - \sum_j \xi_{mj} S_j)}. \quad (9)$$

На с. 717 [1] авторы пишут: «В этих и других работах используется подход, в котором, по сути, поле лазерной генерации рассматривается как усиленное и спектрально отфильтрованное спонтанное излучение. К такому физическому смыслу подталкивает теория авторов [3, 4], в которой спектральное распределение интенсивности по модам можно представить в виде дроби, где числитель – спектральная плотность спонтанного излучения, а знаменатель пропорционален разности потерь и насыщенного усиления». То есть авторы [1, 2] критикуют использование формулы (9) в работах [3, 4] и считают эту формулу ошибочной.

Далее на с. 718 они пишут: «Однако подход с использованием скоростного уравнения, содержащего добавку, связанную со спонтанным излучением, в литературе часто «переключивается» из одной статьи в другую. Этот процесс продолжается до настоящего времени, и такой подход присутствует в целом ряде книг по диодным лазерам (например, в [5]), поэтому возникает необходимость отдельно проанализировать его ошибочность». На с. 729 [2] отмечается, что «... учет спонтанного излучения выполнен без должного обоснования и, как следствие, некорректно».

Необходимо отметить, что «некорректность», которую отмечают авторы работ [1, 2], состоит в том, что в своих работах они не рассматривают квантово-механическую теорию лазеров. Как показано выше, именно квантово-механический расчет [7–10] приводит к необходимости учета спонтанного излучения в скоростном уравнении для плотности фотонов.

Автор работы [2] на с. 733 пишет: «О несостоятельности самих уравнений (6) при анализе спектральных характеристик диодных лазеров было сказано выше. Авторы [3] пошли дальше. Они путем численного моделирования якобы показали, что введение отрицательной добавки в виде слагаемого $-\gamma S_m^2$ в уравнение (6а) приводит к смене режима одномодовой генерации на многомодовую. Ниже будет показано, что это еще один ошибочный результат».

Ответ на утверждение о «несостоятельности самих уравнений (6) при анализе спектральных характеристик диодных лазеров» был дан нами выше. По поводу второго замечания необходимо отметить, что многомодовый режим генерации лазера объяснен в работе [23, с. 331] именно наличием нелинейного члена. Анализ проводится с использованием формулы

$$S_m = \frac{\gamma \Gamma N / \tau_n}{1/\tau_p - \Gamma g_m (N - N_l)(1 - \varepsilon S_m)}. \quad (10)$$

На рис.5.14 работы [23] приведены спектральные зависимости потерь и усиления с учетом спектрального выжигания провала. Там же представлен спектр продольных мод лазера.

Следовательно, не «... авторы [3] пошли дальше», а это было сделано в работе [23, с. 331] еще в 1988 г. В работе же [3] подтверждена справедливость использования этой формулы для расчета многомодового спектра и показано, что результаты расчета совпадают с данными эксперимента, а член $G_m \varepsilon S_m^2$ аналогичен члену γS_m^2 .

Необходимо отметить, что система скоростных уравнений, используемая в работах [15–23] и ряде других, позволяет не только получить совпадающие с экспериментом стационарные решения для плотности распределения фотонов по модам, для примера приведенные выше (см. рис.1), но даже описать такие рассмотренные в работе [21] явления, как асимметрия спектра генерации (рис.8.5,

с. 139), гистерезисные явления в лазере (рис.9.6, с. 149), переключение генерации не на соседнюю моду, а через одну или две моды (рис.9.10, с. 152). Там же на рис.10.9 показано хорошее совпадение теории и эксперимента для относительной интенсивности шума в AlGaAs-лазере.

В связи с этим вывод автора в работе [2] на с. 734, что «Моделирование спектра излучения диодного лазера в стационарном режиме генерации с использованием скоростных уравнений, в том числе и в работе [3], следует признать ошибочным», является следствием того, что авторы [1, 2] не рассматривали квантово-механическую теорию излучения и, по-видимому, незнакомы с работой [21].

Для того чтобы доказать ошибочность какого-то расчета, необходимо провести правильный расчет и показать, в чем состоит ошибка. Однако расчеты, подтверждающие ошибочность результатов, полученных при моделировании спектра излучения лазера с использованием скоростных уравнений для плотности фотонов со спонтанным членом и формулы (9), отсутствуют. Поэтому непонятно, на основании чего авторы [1, 2] делают заключение об ошибочности результатов, полученных в работе [5], а также в других работах, в частности [3, 4].

В работе [1] практически повторяются результаты, полученные в [27, 28], авторы которых K.Vahala, A.Yariv в названии статей так и указывают, что это полуклассическая теория шумов в полупроводниковых лазерах. Тот же A.Yariv в соавторстве с другими учеными в статье [29] со ссылкой на работы [7, 30], посвященные квантово-механическим скоростным уравнениям, использует скоростное уравнение (16) для плотности фотонов, которое содержит член, учитывающий вклад спонтанного излучения в моду, как и в гл.2 работы [14].

Необходимо отметить, что при анализе аномально больших уровней шумов, проведенном в работе [26], мы воспользовались моделью спектрального выгорания носителей [21, 31], которая дает лучшее совпадение с экспериментом, чем модель рассеяния на волнах электронной плотности [32]. В работе [32] показано, что аномальное взаимодействие мод можно объяснить, если учесть, что при биении двух мод происходит модуляция плотности носителей (формируется дифракционная решетка), на которой происходит рассеяние мощной моды излучения. Модуляция электронной плотности приводит к модуляции диэлектрической проницаемости и, в свою очередь, к появлению дополнительного (наведенного) коэффициента усиления.

Таким образом, критикуемые в [1, 2] скоростные уравнения из-за отсутствия в них учета биения оптических мод дают лучшее совпадение теории и эксперимента, чем в случае модели, учитывающей их биения.

Расчет многомодовых спектров при прямой модуляции излучения лазера током пока не проведен в работе [33].

Впервые асимптотический характер пороговых условий и многомодовость излучения лазера теоретически рассмотрены в работе [34]. Справедливость ее выводов не вызывает сомнений.

В работе [2] обсуждается ошибочность скоростных уравнений, но даже не дается ссылок на работы [7, 8] и не проводится анализ квантово-механических скоростных уравнений.

Необходимо отметить парадоксальную ситуацию, в которую попал автор статьи [2]. Целый разд.6 посвящен двухфотонному поглощению. На с. 733 он сам утверждает, что в работе [3] рассматриваются нелинейные потери

за счет двухфотонного поглощения и подвергает критике результаты моделирования с учетом двухфотонного поглощения, полученные в [3].

В частности, в статье [2] на с. 734 утверждается: «*Приходится констатировать, что авторы [3], по-видимому, не знали, что двухфотонное поглощение ранее (без малого 50 лет назад) не совсем удачно было предложено в работе [35] в качестве механизма многомодовой генерации в диодном лазере*». Парадокс заключается в том, что ни в работе [3], ни в ссылках к ней двухфотонное поглощение не рассматривается.

Также вызывает вопросы справедливость выводов, полученных в [2] при рассмотрении двухфотонного поглощения, т. к. кроме прямого двухфотонного поглощения, определяемого членом γS_m^2 , необходимо было рассмотреть и не прямое двухфотонное поглощение, определяемое членом ξS_m^3 [36, 37].

Однако необходимо отметить, что действительно, скоростные уравнения не могут быть использованы для анализа синхронизации мод и ряда других процессов: «... из рассмотрения выпадают некоторые быстрые процессы – прохождение 2π -импульсов, испускание π -импульсов, индуцированная "самопрозрачность"...» ([11], с. 201).

4. Выводы

1. «Спонтанное излучение – типичный квантовый процесс. Очевидно, что полуклассическая теория не в состоянии описать такой процесс. В связи с этим становится необходимым развить полностью квантово-механическую теорию лазера» [10, с. 29].

2. Справедливость скоростного уравнения для плотности фотонов с членом, учитывающим спонтанное излучение, следует из квантово-механических расчетов. Она подтверждена совпадением результатов расчетов с экспериментом не только спектральных, но и шумовых и мощностных характеристик.

3. Результаты моделирования спектров излучения лазера, полученные в [3–5] и в других работах, не являются ошибочными, т. к. они основаны на использовании квантово-механических скоростных уравнений, справедливость которых подтверждена экспериментальными результатами, полученными авторами и в работах [10–26].

1. Богатов А.П., Дракин А.Е. *Квантовая электроника*, **49**, 717 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 717 (2019)].
2. Богатов А.П. *Квантовая электроника*, **49**, 728 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 728 (2019)].
3. Курносов В.Д., Курносов К.В. *Квантовая электроника*, **48**, 807 (2018) [*Quantum Electron.*, **48**, 807 (2018)].
4. Иванов А.В., Курносов В.Д., Курносов К.В., Романцевич В.И., Рябоштан Ю.А., Чернов Р.В. *Квантовая электроника*, **36**, 918 (2006) [*Quantum Electron.*, **36**, 918 (2006)].

5. Suhara T. *Semiconductor Laser Fundamentals* (New York–Basel: Marcel Dekker Inc., 2004, Ch. 6.6.3).
6. Lasher G., Stern F. *Phys. Rev.*, **133**, A563 (1964).
7. Haug H. *Phys. Rev.*, **184**, 338 (1969).
8. Yamamoto Y. *IEEE J. Quantum Electron.*, **19**, 34 (1983).
9. Камия Т. В кн. *Физика полупроводниковых лазеров* (М.: Мир, 1989, с. 14–43).
10. Хакен Г. *Лазерная светодинамика* (М.: Мир, 1988).
11. Елисеев П.Г. *Введение в физику инжекционных лазеров* (М.: Наука, 1983).
12. Ривлин Л.А. *Динамика излучения полупроводниковых квантовых генераторов* (М.: Сов. радио, 1976).
13. Lee T.P., Burrus C.A., Copeland J.A., Dentai A.G., Marcuse D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **18**, 1101 (1982).
14. *Полупроводниковые инжекционные лазеры. Динамика, модуляция, спектры*. Под ред. У.Тсанга (М.: Радио и связь, 1990).
15. Agrawal G.P., Dutta N.K. *Long-wavelength Semiconductor Lasers* (New York, Van Nostrand, 1986).
16. Petermann K. *Laser Diode Modulation and Noise* (Dordrecht: Kluwer, 1988).
17. Numai T. *Fundamentals of Semiconductor Lasers* (New York: Springer-Verlag Inc., 2004).
18. Coldren L.A., Corzine S.W., Masanovic M.L. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons Inc., 2012).
19. Ohtsubo J. *Semiconductor Lasers: Stability, Instability and Chaos*. (Berlin–Heidelberg: Springer-Verlag, 2013, Pa19102-3406).
20. *Semiconductor Lasers*. A. Baranov, E. Tournie (Eds) (Philadelphia, USA: Woodhead Publ., 2013).
21. Yamada M. *Theory of Semiconductor Lasers* (Japan: Springer, 2014).
22. Chuang S.L. *Physics Optoelectronic Devices* (New York: John Wiley & Sons Inc., 1995).
23. Каминов И., Такер Р. *Полупроводниковые лазеры с селекцией мод*. В кн. *Волноводная оптоэлектроника*. Под ред. Т.Тамира (М.: Мир, 1991, с. 291–428).
24. Иванов А.В., Курносов В.Д., Курносов К.В., Романцевич В.И., Чернов Р.В., Мармалюк А.А., Волков Н.А., Жолнеров В.С. *Квантовая электроника* **41**, 692 (2011) [*Quantum Electron.*, **41**, 692 (2011)].
25. Курносов В.Д., Курносов К.В. *Квантовая электроника*, **43**, 828 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 828 (2011)].
26. Курносов В.Д., Курносов К.В. *Квантовая электроника*, **45**, 11 (2015) [*Quantum Electron.*, **45**, 11 (2015)].
27. Vahala K., Yariv A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **19**, 1096 (1983).
28. Vahala K., Yariv A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **19**, 1102 (1983).
29. Harder C., Katz J., Margalit S., Shacham J., Yariv A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **18**, 333 (1982).
30. McCumber D.E. *Phys. Rev.*, **141**, 306 (1966).
31. Ahmed M., Yamada M., *IEEE J. Quantum Electron.*, **38**, 682 (2002).
32. Богатов А.П., Елисеев П.Г. *Квантовая электроника*, **12**, 465 (1985) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **15**, 308 (1985)].
33. Agrawal G.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **21**, 680 (1985).
34. Ривлин Л.А. *Квантовая электроника*, **5**, 94 (1972) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **2**, 464 (1973)].
35. Попов Ю.М., Шуйкин Н.Н. *ЖЭТФ*, **58** (5), 1727 (1970).
36. Dogan M., Michael C.P., Zheng Y., Zhu L., Jacob J.H. *Proc. SPIE*, **8965**, 89650P-1 (2014).
37. Avrutin E.A., Ryvkin B.S. *Semicond. Sci. Technol.*, **32**, 015004-1 (2017).