

УДК 621.315;621.378

ВЛИЯНИЕ ГРАДИЕНТОВ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПОРОГ И ДИНАМИКУ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИОДНЫХ ЛАЗЕРАХ НА ОСНОВЕ PbSSe

М. С. Мурашов, А. П. Шотов

Методом двойных импульсов показано, что генерация излучения в диффузионных лазерах на основе халькогенидов свинца PbSSe, работающих в импульсном режиме, обусловлена градиентами температуры в активной области. Определены времена релаксации температуры и градиентов температуры в активной области.

Перестраиваемые диодные лазеры на основе халькогенидов свинца, излучающие в области 4 – 40 мкм, находят применение в спектроскопии высокого разрешения и газоанализе. Механизм используемой при этом токовой перестройки частоты излучения связан в основном с разогревом активной области кристалла в непрерывном либо квазинепрерывном импульсно-периодическом режиме длинных импульсов. Поэтому для практического использования диодных лазеров необходимо знать механизм возникновения и динамику генерации излучения. В работе [1] показано, что длинновременные задержки (вплоть до десятков микросекунд) начала генерации в диффузионных лазерах на халькогенидах свинца, работающих в импульсном режиме, могут быть объяснены возникновением инерционного термоупругого волновода вследствие неоднородного распределения температуры в окрестности активной области и большой тензочувствительности материала. При этом термоупругое волноводное увеличение показателя преломления в активной области $\Delta n_\sigma = (dn/d\sigma)(d\sigma/dT)\Delta T$ перекрывает дефокусирующее влияние термического уменьшения $\Delta n_T = (dn/dE_g)(dE_g/dT)\Delta T$ в халькогенидах свинца с их аномальным положительным температурным коэффициентом ширины запрещенной зоны $dE_g/dT > 0$. Здесь ΔT – перегрев активной области, σ – биаксиальные напряжения. $dn/dE_g < 0$ вследствие соотношения Крамерса–Кронига.

В данной работе для выявления закономерностей теплового режима и их влияния на динамику генерации в $PbS_{1-x}Se_x$ -диодных лазерах использован метод двойных импульсов, позволяющий зондировать во времени долговременную релаксацию неравновесного состояния электронной и фононной системы после импульса возбуждения. Показано, что генерация лазерного излучения в исследованных диодах действительно определяется градиентами температуры в активной области ($\text{grad } T_a$). Определены времена релаксации температуры и ее градиентов в различных структурах. Оценены толщина активной области и глубина проникновения лазерного излучения пороговой моды в пассивные области.

Использовались лазерные диоды из $PbS_{1-x}Se_x$ ($0 \leq x \leq 1$) с диффузионным p - n -переходом, изготовленные четырехсторонним скалыванием. Переход создавался на глубине 10 – 30 мкм путем диффузионного отжига пластин n - $PbSSe$ толщиной 130 – 150 мкм с концентрацией электронов $N_e = (1-5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Длина резонатора L составляла 300 – 600 мкм, ширина резонатора W была в пределах 100 – 400 мкм. Длительность прямоугольных импульсов тока t_p изменялась в интервале 1 – 400 мкс с частотами повторения f в диапазоне $10 - 10^4 \text{ Гц}$; задержка между импульсами (одинаковой длительности) Δt_p доходила до $\Delta t_p = 1/f$. Приемниками излучения служили охлаждаемые (80 К) фотосопротивление $Ge: Au$ и фотодиод на основе $PbSnSe$. С помощью строб-интегратора ВСИ-280 записывались временные зависимости интегральной интенсивности излучения $\Phi(t)$ при различных токах (длительность строб-импульса $\Delta \tau = 10^{-8} \text{ с}$).

Форма импульсов излучения при малых токах с учетом инерционности регистрирующей системы ($< 1 \text{ мкс}$) соответствует форме импульсов тока. По мере приближения к пороговому току (I_{th}) наблюдается рост интенсивности излучения со временем с крутизной $d\Phi(t)/dt$, увеличивающейся с ростом тока.

На рис. 1 представлена зависимость $\Phi(t)$ для случая, когда пропускаемый через диод первый импульс тока длительностью 3 мкс меньше порогового ($I = 0,95 I_{th}$). Наблюдаемый рост $\Phi(t)$ в течение импульсов тока свидетельствует о росте со временем оптического усиления $g_{net}(t)$. Как известно [2],

$$g_{net} = g_0(j)\Gamma - \alpha_0\Gamma - 1/2(\alpha_n + \alpha_p) - \alpha_{ext}, \quad (1)$$

где g_0 – материальный модовый показатель усиления, j – плотность тока, Γ – параметр оптического ограничения, α_n и α_p – показатели потерь в пассивных n - и p -областях, α_{ext} – показатель внешних потерь, связанных с отражением и рассеянием излучения на зеркалах резонатора. Выбранный ток соответствует режиму суперлюминесценции

во время первого импульса, когда усиление $g_0\Gamma$ превышает лишь внутренние потери и недостаточно для генерации лазерного излучения ($g_{net} \geq 0$).

Резкий рост излучения во время второго импульса тока соответствует началу лазерного режима. Лазерный режим при этом токе достигается и в течение первого импульса тока, но лишь при увеличении его длительности до 4,5 мкс. Это означает, что пороговый ток уменьшается при увеличении длительности импульса. Из рис. 1 следует, что условия для генерации излучения во время второго импульса облегчаются. Это происходит несмотря на то, что при этом потери (растущие при повышении температуры) увеличиваются из-за дополнительного (остаточного) разогрева диода первым импульсом тока.

На рис. 2 показана разность пороговых токов генерации для второго и первого импульсов тока $\Delta I_{th} = I_{th,2} - I_{th,1}$ в зависимости от задержки Δt_p второго импульса относительно первого. На немонотонной зависимости $\Delta I_{th}(\Delta t_p)$ выделяются три характерные особенности: (1) участок с $\Delta t_p \leq \Delta_{p,1} = 30$ мкс, когда $\Delta I_{th} < 0$, (2) окрестность $\Delta t_p = \Delta_{p,2} \simeq 250$ мкс, где $d\Delta I_{th}/d\Delta t_p = 0$, и (3) участок с $\Delta t_p > \Delta_{p,2}$, где $\Delta I_{th} > 0$ и экспоненциально ($\tau = 1,1 \cdot 10^{-3}$ с) стремится к нулю.

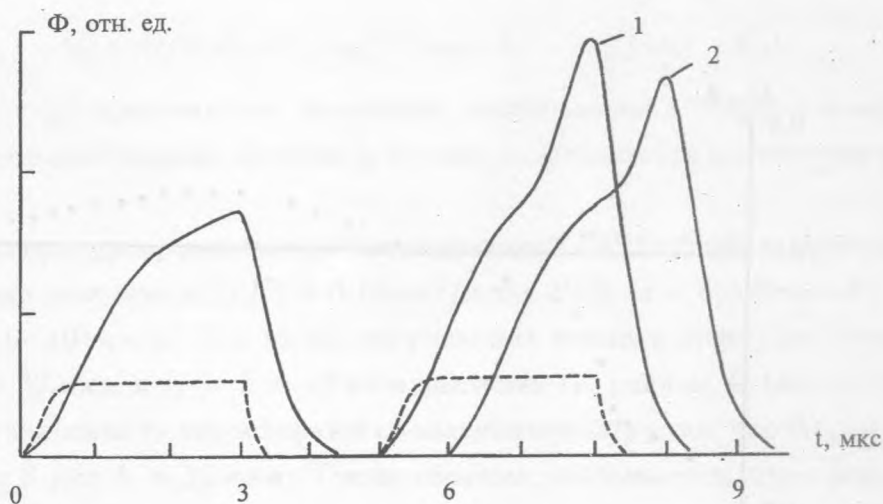


Рис. 1. Зависимости интегральной интенсивности излучения Φ от времени t диода из $PbS_{0,63}Se_{0,37}$ при 77 К для значений времени задержки второго импульса относительно первого $\Delta t_p = 5$ мкс (1) и 6 мкс (2). Пунктиром показана форма импульсов тока (первого и второго для $\Delta t_p = 5$ мкс). Частота повторения импульсов $f = 20$ Гц.

С точки зрения общепринятых представлений объясняется лишь поведение $\Delta I_{th}(\Delta t_p)$ при $\Delta t_p > \Delta t_{p,2}$. Генерация излучения во время второго импульса тока происходит при более высокой температуре. Известно [3], что пороговый ток растет с ростом температуры и в случае халькогенидов свинца $I_{th}(T) \sim T^m$, где показатель степени изменяется от $m < 1$ при $T < 30$ К до $m \simeq 3$ при $T \simeq 100$ К. Аппроксимируя изменение температуры активной области после окончания первого импульса тока в интервале времени от t_p до Δt_p зависимостью

$$\Delta T(t) = \Delta T(t_p) \exp[-(\Delta t_p - t_p)/\tau]$$

для температурного вклада в ΔI_{th} при $\Delta T \gg T$, получим

$$\Delta I_{th}(\Delta t_p) \sim \exp(-\Delta t_p/\tau).$$

Эта зависимость отражает ход $\Delta I_{th}(\Delta t_p)$ при $\Delta t_p > \Delta t_{p,2}$. Найденное значение τ характеризует скорость релаксации температуры активной области лазера.

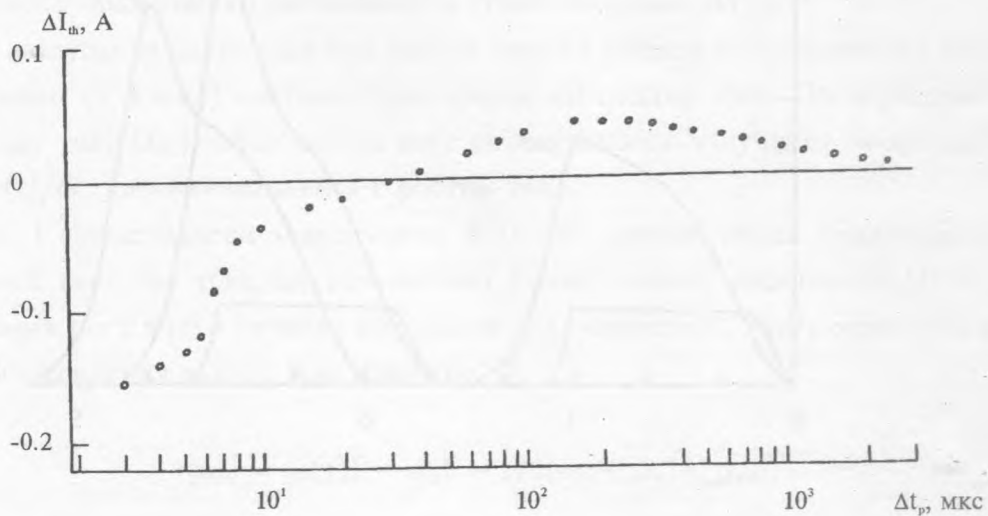


Рис. 2. Зависимость разности пороговых токов генерации ΔI_{th} для второго и первого импульсов тока от времени задержки Δt_p .

С целью выяснения причины уменьшения I_{th} во время второго импульса тока были проведены измерения $\Delta I_{th}(\Delta t_p)$ для диодов с различной глубиной залегания h p - n -перехода относительно контактного слоя $Au/Pd/In$ (толщиной $\simeq 0,25$ мкм), припаиваемого индием к медному хладопроводу. Рис. 2 соответствует $h = 30$ мкм. При уменьшении h вид зависимости $\Delta I_{th}(\Delta t_p)$ сохраняется, однако характерные времена $\Delta t_{p,1}$ и $\Delta t_{p,2}$ сильно смещаются в сторону меньших значений Δt_p . Так при $h = 10$ мкм имеем $\Delta t_{p,1} = 10$ мкс и $\Delta t_{p,2} = 40$ мкс (вместо 30 мкс и 250 мкс при $h = 30$ мкс). Отсюда следует, что механизм уменьшения I_{th} во время второго импульса тока зависит от времени распространения тепла из активной области (где оно в основном выделяется за счет безызлучательной рекомбинации инжектированных носителей) до хладопровода. Среднее расстояние l_T , на которое тепло распространяется в однородной среде за время t от точечного источника, дается выражением

$$l_T = 2(at)^{1/2}, \quad (2)$$

где $a = \kappa/\rho c_p$ – коэффициент температуропроводности, κ – коэффициент теплопроводности, ρ – плотность среды, c_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении. Выражение (2) следует из фундаментального решения уравнения теплопроводности [4]

$$\Delta T(x, x_0, t - t_0) = Q/2c\rho[\pi a(t - t_0)]^{1/2} \exp[-(x - x_0)^2/4a(t - t_0)]. \quad (3)$$

Функция $\Delta T(x, x_0, t - t_0)$ представляет изменение температуры в точке x в момент времени t , если в начальный момент времени t_0 в точке x_0 выделяется количество тепла $Q = c\rho$.

Коэффициент температуропроводности a для соединений $PbSSe$ слабо зависит от состава. Взяв для оценки значение $a(77\text{ K}) = 0,05\text{ см}^2/\text{с}$ для $PbSe$ ($\kappa = 6,5\text{ Вт/мК}$, $C_p = 150\text{ Дж/кгК}$, $\rho = 8,9 \cdot 10^3\text{ кг/м}^3$ [5]), из (2) получим для времени диффузии тепла на расстояния $l_T = h = 30$ мкм и $l_T = h = 10$ мкм значения t_T , равные 45 мкс и 5 мкс соответственно. Эти значения t_T коррелируют со значениями $\Delta t_{p,2}$ так, что $\Delta t_{p,2}/t_T \simeq 6$ для $h = 30$ мкм и $\simeq 8$ для $h = 10$ мкм. Таким образом, оказывается, что трех – четырех циклов распространения тепла из активной области до хладопровода и обратно достаточно для выключения искомого механизма уменьшения I_{th} . Очевидно, что этот механизм дополнительного усиления связан с существованием в активной области градиента температуры, поскольку после каждого возврата отраженного от хладопровода потока тепла происходит дополнительное уменьшение потока тепла из активной области и, следовательно, уменьшение $\text{grad } T_a$.

Найденные значения числа циклов распространения тепла, требующихся для релаксации градиентов температуры в активной области, согласуются со значением коэффициента отражения звука на границе раздела $PbSSe/In$ (слой припоя толщиной ~ 10 мкм), равным $R = 0,26$. Оценка получена на основе модели акустического согласования [6], по которой $R = (\rho_2 s_2 - \rho_1 s_1) / (\rho_2 s_2 + \rho_1 s_1)$, где ρ_1, ρ_2, s_1, s_2 – плотности и скорости звука в граничащих средах.

Меньшее значение числа циклов в случае $h = 30$ мкм свидетельствует, по-видимому, о недостаточности одномерного приближения для теплового потока при достаточно больших t . При $t \sim (W/2)^2 / 2a$ нужно учитывать относительно слабый теплоотвод через боковые грани в жидкий азот. Это приводит к дополнительному ослаблению рассматриваемого $\text{grad } T_a$ вследствие появления градиента температуры в плоскости активного слоя.

Таким образом, причиной дополнительного усиления во время второго импульса тока является остаточный (после первого импульса) градиент температуры в активной области. Наблюдаемое на рис. 2 резкое изменение наклона $d\Delta I_{th} / d\Delta t_p$ при $5 \text{ мкс} \leq \Delta t_p \leq 8 \text{ мкс}$ подтверждает этот вывод и позволяет оценить протяженность активной области и глубину проникновения лазерного излучения в пассивные области. Относительно медленное изменение ΔI_{th} до $\Delta t_p = 5 \text{ мкс}$ отражает уменьшение $\text{grad } T_a$ в процессе остывания активной области после первого импульса тока. Действительно, при $\Delta t_p \leq 5 \text{ мкс}$ зависимость $|\Delta I_{th}(\Delta t_p)|$ близка к $\Delta t_p^{-1/2}$, что в соответствии с (3) отвечает $\Delta T(t)$ в точке активной области с максимальным тепловыделением. При $\Delta t_p \geq 5 \text{ мкс}$ дополнительный разогрев распространяется на пассивные области. Это приводит к резкому возрастанию основных потерь в диффузионных лазерах ($\Gamma \ll 1$) – поглощения на свободных носителях в сильно легированных n - и p -областях $(\alpha_n + \alpha_p) \sim (N_n / \mu_e + P_p / \mu_h) \sim T^{2,5}$ при $T \sim 100 \text{ K}$ [2, 5]. Здесь N_n, P_p, μ_e, μ_h – концентрации основных носителей и подвижности электронов и дырок в n - и p -областях. Границе соответствующего резкого роста I_{th} $\Delta t_p = 5 \text{ мкс}$ отвечает тепловая длина $l_T = 14 \text{ мкс}$, которую следует отождествить с толщиной активной области $d \leq L_n + L_p$ (L_n и L_p – длины диффузии электронов и дырок). Найденное значение d хорошо согласуется с известными значениями L_n и L_p [7]. Моменту времени $\Delta t_p = 8 \text{ мкс}$ соответствует распространение теплового фронта на такую глубину в пассивную область, где электрическое поле пороговой моды практически полностью затухает и дополнительные потери для генерации излучения во время второго импульса тока при $\Delta t_p > 8 \text{ мкс}$ перестают расти. Разница тепловых длин, соответствующих временным границам рассматрива-

емого участка изменения ΔI_{th} , дает для глубины проникновения лазерного излучения пороговой моды в пассивную область величину $\simeq 20$ мкм. Это значение согласуется с результатами расчетов для подобных структур [7].

На основе изложенного можно заключить, что рост усиления в течение импульса тока, проявляющийся в росте интенсивности излучения $\Phi(t)$ и уменьшении I_{th} при увеличении t_p , вызван ростом градиента температуры в активной области вследствие неоднородного тепловыделения и большой инерционности тепловых процессов в халькогенидах свинца. Согласно модели, предложенной в [1], этот рост усиления ($g = g_0\Gamma$) связан с ростом оптического ограничения, характеризуемого параметром Γ (долей модового излучения в пределах активной области). Однако, как видно из рис. 1 и 3, рост усиления в допороговом режиме замедляется со временем, что отражает процесс установления температуры в активной области. Рост же потерь, как было показано выше, резко возрастает по мере разогрева. Поэтому для достаточно длинного импульса тока существует такой момент времени, когда потери начинают доминировать и генерация возникает не в конце импульса. (Момент начала генерации связан с величиной потерь в пассивных областях и степенью их разогрева, зависящей также от последовательного сопротивления диода.)

На рис. 3 в качестве иллюстрации приведены зависимости $\Phi(I, t)$ для импульсов тока длительностью $t_p = 12$ мкс и $\Delta t_p = 15$ мкс, а на рис. 4 – соответствующие этим семействам кривых зависимости пороговых токов от времени в течение импульса для первого и второго импульса тока. В этом случае генерация во время первого импульса начинается на десятой микросекунде (этому моменту времени соответствует минимальное значение $I_{th}(t)$). Сдвиг начала генерации к меньшим t ($\simeq 7,5$ мкс) и увеличение I_{th}^{min} для второго импульса – свидетельство существенного разогрева кристалла первым импульсом тока. Однако, несмотря на это, остаточный градиент температуры проявляется и в этом случае при $t < 5$ мкс в виде меньших значений I_{th} для второго импульса и роста квантовой эффективности излучения по сравнению с первым импульсом.

Эти особенности кинетики генерации (наряду с более однородным распределением температуры во время второго импульса) проявляются и в спектральных характеристиках генерируемого излучения, поскольку пороговый ток и частота генерации ν определяются спектральным максимумом полосы усиления. Наблюдаемые на рис. 3 во время первого импульса два максимума излучения соответствуют двум различным модам, во время второго импульса генерация происходит лишь на пороговой моде (вторая мода представлена суперлюминесценцией). Смещение максимума интенсивности излу-

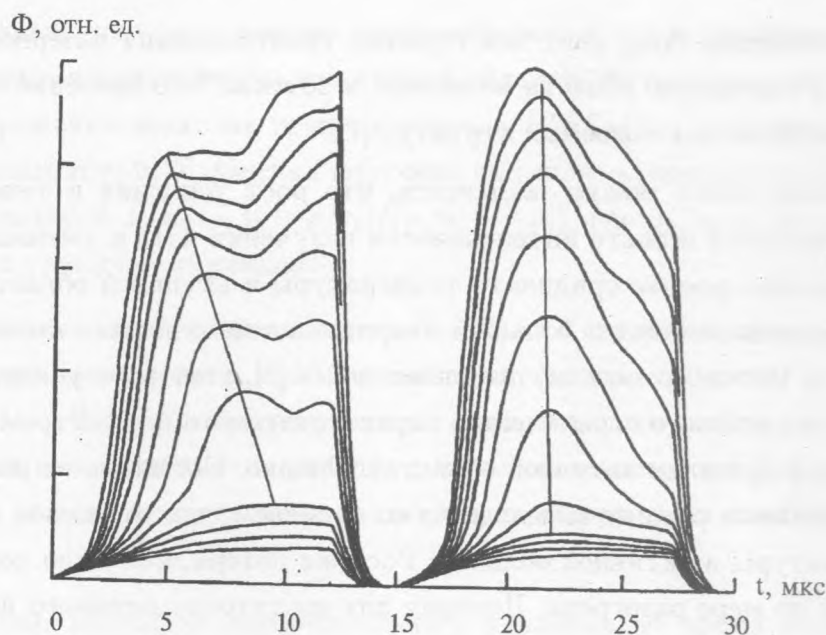


Рис. 3. Зависимость интегральной интенсивности Φ от времени t диода из $PbS_{0,63}Se_{0,37}$ при длительности импульсов $t_p = 12 \text{ мкс}$ и времени задержки второго импульса $\Delta t_p = 15 \text{ мкс}$ для токов, изменяющихся в интервале $(2,2 - 3,2) \text{ А}$ с шагом $0,1 \text{ А}$; $T = 77 \text{ К}$.

чения моды с током отражает коротковолновый сдвиг максимума полосы усиления и служит мерой токовой перестройки частоты излучения $d\nu/dI$. Из рис. 3 следует, что $d\nu/dI$ во время второго импульса существенно уменьшается, а интервал токов, в пределах которого возможна перестройка частоты на одной моде, заметно расширяется. Кроме этого, рост температуры активной области во время второго импульса на фоне ее убывания после первого импульса позволяет, меняя Δt_p и f , выбрать интервал времени в течение второго импульса, где температура растет со временем значительно более медленно, чем во время первого импульса. Это приводит к соответствующему уменьшению скорости временной перестройки частоты излучения $d\nu/dt$. Эти результаты имеют принципиальное значение для практического использования диодных лазеров на халькогенидах свинца в газоанализе и спектроскопии, когда для получения высокого спектрального разрешения необходимы малые скорости токовой и временной перестройки. Обычно это достигается использованием короткого строба в конце длинного ($\sim 1 \text{ мс}$) импульса тока, когда температура активной области лазера растет очень слабо, приближаясь к равновесной. Недостатком такой методики является довольно сильный разогрев активной области, что приводит к уменьшению квантовой эффективности и ограниче-

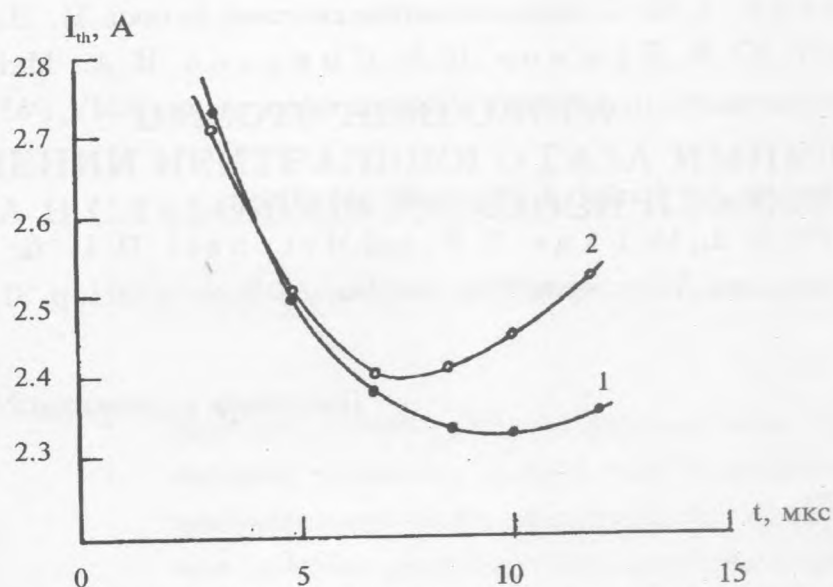


Рис. 4. Зависимости пороговых токов I_{th} от времени в течение импульса для первого (1) и второго (2) импульсов тока, соответствующие кривым $\Phi(I, t)$ на рис. 3.

нию рабочей температуры. Предлагаемая методика двойных относительно коротких (~ 10 мкс) импульсов для спектроскопии в значительной мере лишена этих недостатков.

Таким образом, установлено, что порог и динамика генерации излучения в $PbSSe$ -диффузионных лазерах, работающих в импульсном режиме, определяются градиентами температуры активной области. Это служит подтверждением правильности предположений модели возникновения термоупругого волновода в диодных лазерах на основе халькогенидов свинца [1].

Авторы выражают благодарность Е. Г. Чижевскому за изготовление лазерных диодов. Работа выполнена частично при финансовой поддержке РФФИ (проект 97-02-17742) и МНТП, 020/1 "Лазерная физика и нелинейная оптика" (проект N 4.6).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Мурашов М. С., Шотов А. П. Квантовая электроника, **22**, 1255 (1995).
 [2] Елисеев П. Г. Введение в физику инжекционных лазеров. М., Наука, 1983.

- [3] Ноал Т. Х., Негманн К. Н., and Гензов Д. Phys. Stat. Sol. (a), **64**, 239 (1981).
- [4] Тихонов А. Н. Уравнения математической физики. М., Наука, 1966, с. 218.
- [5] Равич Ю. И., Ефимов Б. А., Смирнов И. А. Методы исследования полупроводников в применении к халькогенида свинца $PbTe$, $PbSe$, PbS . М., Наука, 1968.
- [6] Little W. A. Canad. J. Phys., **37**, 334 (1959).
- [7] Slegger K. J., McLane G. F., and Mitchell D. L. in: Physics of IV - VI Compounds and Alloys. New York, Gordon and Breach, 1974, p. 31.

Поступила в редакцию 24 февраля 1997 г.