

Температурный режим работы лазерного экрана электронно-лучевой трубки

В.И.Козловский, Х.Х.Кумыков, И.В.Мальшев, Ю.М.Попов

Исследован температурный режим работы лазерной электронно-лучевой трубки при растровом сканировании электронного пучка. Выделены три основных фактора, определяющих температуру активной области лазера: адиабатический нагрев электронным пучком в течение времени возбуждения отдельного пикселя, нагрев от соседних строк и усредненный нагрев за предыдущие циклы сканирования, определяемый охлаждением лазерного экрана. Приведены численные оценки приращения температуры за счет этих факторов. Обсуждается влияние температуры активной области на мощность генерации.

Ключевые слова: лазерный экран, электронно-лучевая трубка, температурный режим.

1. Введение

Лазерная электронно-лучевая трубка (ЛЭЛТ) позволяет с высоким разрешением и насыщенностью цветов отображать информацию, в том числе и телевизионную, на большом экране [1]. Однако в настоящее время главной трудностью для широкого использования ЛЭЛТ является проблема ее эффективной работы без глубокого охлаждения, т. е. при температурах, близких к комнатной. Как было показано ранее [2–5], при достижении высокой мощности излучения ЛЭЛТ температура каждой точки активной области возрастает более чем на 100 К за время возбуждения остро сфокусированным электронным пучком. При квазинепрерывном сканировании это приводит к дополнительному приращению температуры всего активного элемента из-за усредненного нагрева. Хорошо известно, что увеличение температуры в полупроводниковых лазерах (диодных и с электронным возбуждением) прежде всего резко увеличивает порог генерации, а в ряде случаев и уменьшает дифференциальную эффективность. Как правило, температурная зависимость порога – это экспоненциальный закон с некоторой характеристической температурой T_0 .

Температурный режим работы активного элемента ранее был рассмотрен в [3, 4] в основном для случая охлаждения жидким азотом. С тех пор достигнут существенный прогресс в работе ЛЭЛТ при комнатной температуре, главным образом за счет усовершенствования технологии изготовления лазерных экранов (ЛЭ). Однако в настоящее время еще до конца не определен наиболее оптимальный вариант растрового сканирования, позволяющий достигнуть максимальной средней мощности ЛЭЛТ в непрерывном режиме работы при комнатной температуре. Основой этой оптимизации является исследование температурного режима ЛЭ, чему и посвящена данная работа.

2. Постановка задачи

Типичный лазерный экран реально работающих ЛЭЛТ представляет собой сапфировый диск диаметром 60 мм и толщиной 6 мм, на который приклеена оптическим эпоксидным клеем толщиной 5 мкм тонкая полупроводниковая пластина диаметром 50 мм и толщиной около 15 мкм. На обе стороны пластины нанесены зеркальные покрытия из окислов Al_2O_3 и TiO_2 , толщины которых не превышают 1 мкм, и со стороны падения электронного пучка – слой Al, толщина которого равна примерно 0.1 мкм. Сапфировый диск омывается водно-спиртовой смесью со стороны, обратной стороне, на которую приклеена пластина.

Возбуждающий электронный пучок имеет круговую симметрию и в большинстве случаев плотность тока в пятне описывается гауссовым распределением. Распределение потерь энергии электронного пучка по глубине кристалла часто описывается сдвинутой от поверхности вглубь гауссоианой [6]. При интересующем нас растровом сканировании электронный пучок последовательно пробегает строку за строкой, заполняя ими площадь прямоугольника. Наиболее важно определить температуру активной области в момент генерации, который практически совпадает с моментом возбуждения сканирующим электронным пучком. При этом также будет найдено и распределение температуры по ЛЭ в зависимости от времени.

Прямое численное решение нестационарного уравнения теплопроводности для трехмерной структуры с выходом на стационарный режим требует больших вычислительных ресурсов. Однако, используя ряд особенностей режима возбуждения и реальные параметры теплопроводности слоев структуры, мы можем существенно упростить задачу. Поскольку толщина сапфирового диска много меньше размеров растра, то на распределение температуры по большей части площади растра граничные условия на краях сапфира не будут оказывать существенного влияния, и поэтому вместо сапфирового диска разумно взять сапфировую подложку с прямоугольной гранью, соответствующей форме растра. При

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

Поступила в редакцию 17 декабря 2001 г.

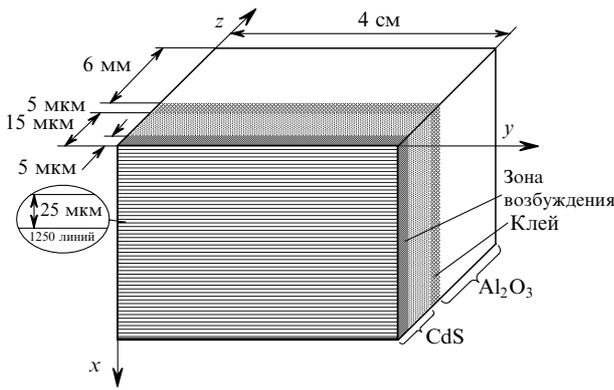


Рис.1. Схема ЛЭ, используемая для расчета температурного профиля.

этом будем считать, что тепло отводится не через боковые грани, а только через омываемую охлаждающей жидкостью обратную сторону подложки. Схема такого ЛЭ приведена на рис.1.

В этой схеме мы также исключили из рассмотрения зеркальные покрытия. Верхнее зеркало состоит из более легких атомов, чем полупроводниковая пластина, и поэтому даже при толщине 1 мкм является достаточно прозрачным для электронного пучка с энергией $E_e = 50$ кэВ, использующегося в наших расчетах. С другой стороны, нижнее зеркало имеет большую теплопроводность по сравнению с клеевой прослойкой, имеющей к тому же большую толщину. Соответственно влияние этого зеркала на распределение температуры в полупроводниковой пластине значительно меньше влияния клеевой прослойки и им можно пренебречь. Далее для простоты мы используем в наших расчетах электронный пучок с квадратной формой пятна на поверхности ЛЭ и однородным распределением плотности тока в этом пятне; сторона квадрата $d_e = 25$ мкм. Распределение энергии возбуждения по глубине кристалла предполагаем однородным до глубины $\delta = 5$ мкм при $E_e = 50$ кэВ. Такое упрощение разумно при анализе среднего нагрева и даже нагрева от соседних строк, когда основную роль играет теплопередача на расстояния, большие характерного размера неоднородности возбуждения.

Температура активной области оказывает влияние на режим генерации ЛЭ только во время возбуждения. Экспериментально было установлено [7], что при однократном сканировании вдоль строки ($E_e = 50$ кэВ), токе электронного пучка $I = 2$ мА и $d_e = 25$ мкм максимальная мощность излучения ЛЭ, изготовленных из соединений CdS (длина волны генерации 520 нм), CdSSe (620 нм) и ZnSSe (455 нм), при комнатной температуре достигается при скоростях сканирования $v_{sc} = (3 - 6) \times 10^5$ см/с. При этих параметрах время возбуждения t_p одного пикселя диаметром d_e равно 8 – 16 нс. Соседний пиксель, находящийся на расстоянии d_e в направлении сканирования вдоль строки, начнет возбуждаться с задержкой $0.5t_p$. За 8 нс тепло, выделившееся в предыдущем пикселе, может распространиться на расстояние порядка $r_p = [\lambda t_p / (\rho c_V)]^{0.5}$, где λ , ρ и c_V – теплопроводность, плотность и удельная теплоемкость соответствующего соединения $A^{IV}B^VI$, из которого изготовлена полупроводниковая пластина ЛЭ. Для CdS (ЛЭ зеленого свечения) эти величины равны соответственно 0.2 Вт·К⁻¹·см⁻¹, 4.82 г/см³ и 0.3 Дж·г⁻¹·К⁻¹, и для r_p получаем оценку $r_p = 0.4$ мкм, что значительно меньше d_e .

В отличие от этого соседний пиксель, находящийся на расстоянии d_e в перпендикулярном направлении, т.е. ближайший пиксель на следующей строке (в режиме прогрессивной развертки без свободных промежутков между строками), начнет возбуждаться через время, равное периоду строчной развертки $t_l = l/v_{sc} + t_r \approx 13$ мкс, где $l = 4$ см – длина строки и t_r – длительность обратного хода. За это время тепло от соседней точки на предыдущей строке распространится на расстояние $r_l = 15$ мкм, сравнимое с d_e , и его надо учитывать.

Вышеприведенные оценки показывают, что распределения температуры в каждом сечении ЛЭ, перпендикулярном направлению сканирования вдоль строки, должны быть идентичны и различаться лишь временным сдвигом, соответствующим перемещению электронного пучка вдоль строки. В таком случае сканирование вдоль строки можно заменить импульсным возбуждением одновременно всей строки в течение времени t_p , считая, что следующая строка возбуждается также импульсно через время t_l . При этом энергия электронного пучка, вложенная во всю строку за один импульс, $E_l = k_e IU / v_{sc}$, а удельная вложенная энергия $\varepsilon = k_e IU / (d_e v_{sc} \delta)$, где k_e – коэффициент, определяющий долю энергии падающего электронного пучка, которая входит внутрь полупроводника; U – ускоряющее напряжение. Все это приведет к адиабатическому увеличению температуры на $\Delta T_p = \varepsilon / (c_V \rho)$.

Далее, поскольку время t_p в данной модели много меньше строчного периода t_l , в расчете не будем учитывать конечность времени возбуждения, а тепловой источник запишем в виде дельта-функции от времени. Тогда уравнение теплопроводности можно представить в виде

$$c_V(z)\rho(z) \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla[\lambda(z)\nabla T(x, z, t)] + f(x, z, t), \quad (1)$$

где

$$f(x, z, t) = \sum_p \sum_n \varepsilon \{ \theta[x - (n - 1)d_e] - \theta(x - nd_e) \} \times [\theta(z) - \theta(z - \delta)] \delta[t - (n - 1 + pN)t_l] \quad (2)$$

– плотность мощности тепловых источников в режиме развертки без свободного места между двумя соседними строками (прогрессивная развертка); θ – функция Хевисайда; n – число просканированных строк, которое принимает значения от единицы до N ; p – число просканированных кадров; N – число строк в кадре. Конструкция ЛЭ и толщины различных слоев представлены на рис.1, а основные теплофизические характеристики этих слоев указаны в табл.1. Ниже мы будем также считать, что

Табл.1. Теплопроводность λ , теплоемкость c_V и плотность ρ различных слоев, используемые в расчете температурного режима ЛЭ [8, 9].

Активный слой	λ (Вт·см ⁻¹ ·К ⁻¹)	c_V (Дж·К ⁻¹ ·г ⁻¹)	ρ (г/см ³)
CdS	0.2	0.33	4.82
ZnSe	0.19	0.36	5.26
CdSe	0.09	0.26	5.81
ZnS	0.27	0.47	4.09
YAG	0.13	–	4
Сапфир	0.4	0.8	3.97
Клей	0.005	0.4	1.2

температура обратной поверхности сапфировой подложки, омываемой, например, охлаждающей жидкостью, известна. Оценки показывают, что реальный перепад температуры между сапфиром и жидкостью (вдали от сапфира) может быть снижен до нескольких градусов при определенной конструкции системы охлаждения и достаточно большом расходе охлаждающей жидкости.

Численное решение уравнения (1) с тепловым источником (2) в пределах первого кадра достаточно быстро выходит на стационарный режим, обусловленный влиянием предыдущих нагретых строк. Очевидно, что это влияние можно уменьшить путем увеличения расстояния между соседними строками. Для анализа этого эффекта в часто используемом режиме развертки, когда один полукадр сканируется вдвое меньшим числом строк с промежутком между строк, равным ширине строки, а второй полукадр сканируется строками, которые располагаются между строками первого полукадра (режим черезстрочной развертки), функцию теплового источника f следует взять в следующем виде:

$$f(x, z, t) = \sum_p \left\{ \sum_{n=2k+1} \varepsilon \{ \theta [x - (n-1)d_c] - \theta(x - nd_c) \} \times [\theta(z) - \theta(z - \delta)] \delta [t - (n-1 + 2pN)t_i/2] + \sum_{n=2k+2} \varepsilon \{ \theta [x - (n-1)d_c] - \theta(x - nd_c) \} \times [\theta(z) - \theta(z - \delta)] \delta [t - [n-2 + (2p+1)N]t_i/2] \right\}, \quad (3)$$

где k – целое число от нуля до $N/2 - 1$.

За время сканирования кадра (1/60 с) тепло от первых строк распространяется на расстояние порядка $r_f = 0.44$ мм (оценка r_f аналогична оценке r_p и r_l), и за счет диффузионного перемешивания в любом сечении, перпендикулярном оси z , распределение температуры позади этих строк можно считать однородным. Когда это тепло дойдет до охлаждаемой поверхности сапфира (в нашем случае – несколько секунд), установится квазистационарный режим. Решив уравнение (1) с не зависящим от x источником

$$f(z, t) = \sum_p \varepsilon [\theta(z) - \theta(z - \delta)] \delta (t - pNt_i), \quad (4)$$

мы сможем определить среднюю температуру активной области ΔT_{av} до прихода электронного пучка и тепла от предыдущей строки и профиль температуры ЛЭ при $z > r_f$, связанный с охлаждением всего ЛЭ.

Выше мы выделили три температурных процесса: практически адиабатический нагрев за время коммутации одного пикселя ЛЭ электронным пучком, нагрев за счет теплового потока от предыдущих строк и усредненный нагрев – пьедестал, определяемый охлаждением ЛЭ в целом. Каждый из этих процессов приводит к увеличению температуры активной области на ΔT_p , ΔT_l и ΔT_{av} соответственно. Надо иметь в виду, что приращение температуры ΔT_{av} вблизи поверхности отличается от приращения температуры

$$\Delta T_{st} = \Delta T_s + \Delta T_g + \Delta T_{sub}, \quad (5)$$

получаемого при решении одномерной стационарной задачи теплопроводности с эквивалентным потоком тепла

$$P_{eff} = \frac{k_e IU}{d_c v_{st} N t_l} = \frac{\lambda_s \Delta T_s}{h_s} = \frac{\lambda_g \Delta T_g}{h_g} = \frac{\lambda_{sub} \Delta T_{sub}}{h_{sub}},$$

где ΔT_s , ΔT_g , ΔT_{sub} , h_s , h_g , h_{sub} и λ_s , λ_g , λ_{sub} – перепады температуры на полупроводниковом слое, клеевом слое, подложке (сапфире), их толщины и теплопроводности соответственно. При $z < r_f$ в момент времени перед очередным импульсом возбуждения $\Delta T_{av} < \Delta T_{st}$, т. к. за время между импульсами тепло уходит от поверхности на расстояние r_f . По этой причине ΔT_{av} будет существенно изменяться с периодом кадровой развертки вблизи поверхности ЛЭ. При $z > r_f$ температурный градиент, возникающий по глубине сапфира в установившемся режиме, должен быть практически одинаковым для обеих задач – стационарной и нестационарной.

3. Результаты численного расчета

На рис.2,а представлено распределение температуры вблизи поверхности (в слое толщиной δ) ЛЭ из CdS вдоль направления кадрового сканирования (ось x) в моменты времени непосредственно после очередного импульсного возбуждения, полученное при численном решении уравнения (1) с источником (2), в котором $p = 0$ (рассматривается возбуждение в течение первого кадра) и первые 20 членов суммы по n отсутствуют (электронный пучок включается только с 21-й строки). Последнее условие выбрано для того, чтобы исключить влияние боковой границы на распределение температуры. В расчете ис-

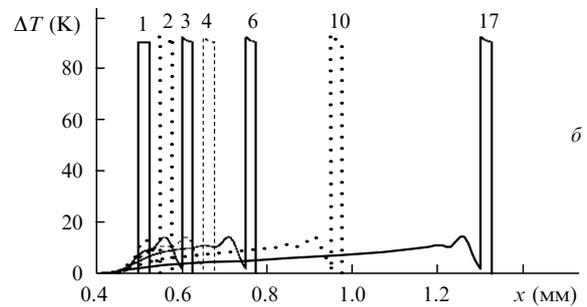
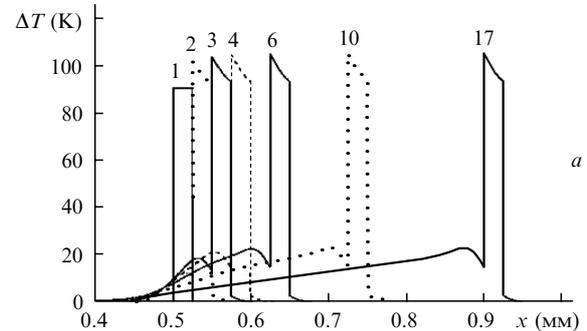


Рис.2. Распределения нагрева $\Delta T = \Delta T_l + \Delta T_p$ активного слоя ЛЭ из CdS вдоль оси x в моменты времени непосредственно после 1, 2, 3, 4, 6, 10 и 17-го строчного импульса возбуждения, полученные при численном решении уравнения (1) с источником (2), в котором $p = 0$ (рассматривается возбуждение в течение первого кадра) и первые 20 членов суммы по n отсутствуют (электронный пучок включается только с 21-й строки) (а), и с источником (3), в котором электронный пучок включается с 11-й строки первого кадра (б), при $d_c = 25$ мкм, $\delta = 5$ мкм, $L_c = 15$ мкм, $v_{sc} = 4.18 \times 10^5$ см/с, $I = 2$ мА, $U = 50$ кВ, $t_l = 13.3$ мкс, $l = 4$ см, $k_c = 0.75$, толщине слоя клея 5 мкм и толщине сапфировой подложки 6 мм.

пользовались следующие параметры: $d_e = 25$ мкм, $\delta = 5$ мкм, толщина полупроводниковой пластины $L_c = 15$ мкм, $v_{sc} = 4.18 \times 10^5$ см/с, $I = 2$ мА, $U = 50$ кВ, $t_l = 13.3$ мкс, $l = 4$ см, $k_e = 0.75$. В этом случае импульсное адиабатическое приращение температуры строки составило $\Delta T_p = 90.4$ К.

Из рис.2,а видно, что распределение температуры по пятну возбуждения после очередного строчного импульса стабилизируется уже после первых пяти включенных строк. Из-за нагревания предыдущими строками температура по пятну изменяется от 3 до 15 К при среднем $\Delta T_l = 9$ К. Нагрев ΔT_l будет увеличиваться пропорционально току и обратно пропорционально скорости сканирования электронного пучка. Чтобы уменьшить это приращение, необходимо увеличить расстояние между двумя последовательно сканируемыми строками. На рис.2,б приведены результаты аналогичного расчета для режима черезстрочной развертки с использованием теплового источника (3). В этом случае среднее приращение температуры пренебрежимо мало: $\Delta T_l = 1$ К. Таким образом, для исключения фактора нагрева предыдущими строками достаточно использовать режим черезстрочной развертки.

На рис.3 представлены результаты решения уравнения (1) с тепловым источником (4) перед очередным импульсом при тех же параметрах расчета. Видно, что выход на стационарный режим происходит примерно через 4 с и приращение температуры вблизи поверхности ЛЭ в установившемся режиме $\Delta T_{av} \approx 5.8$ К. Указанное время может быть уменьшено в 4 раза путем уменьшения толщины сапфира в 2 раза; при этом ΔT_{av} также уменьшится вдвое. Пунктиром показано распределение температуры по глубине ЛЭ, полученное в результате решения одномерного стационарного уравнения теплопроводности. В этом случае прирост температуры вблизи поверхности связан с постоянным градиентом и плохой теплопроводностью клевого слоя. Как и указывалось ранее, решения стационарного уравнения и уравнения (1) с тепловым источником (4) различаются вблизи поверхности ЛЭ на толщине, примерно равной r_f .

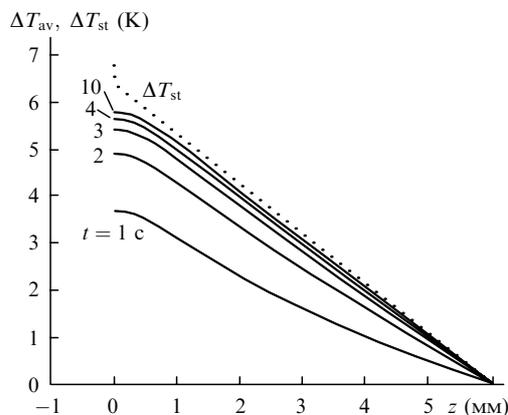


Рис.3. Распределения нагрева ΔT_{av} поверхности ЛЭ из CdS вдоль оси z в моменты времени, соответствующие примерно 1, 2, 3, 4 и 10 с от начала работы ЛЭ непосредственно перед очередным импульсным возбуждением, полученные при численном решении уравнения (1) с тепловым источником (4) (остальные параметры те же, что и для рис.2), а также решение ΔT_{st} (5) одномерного стационарного уравнения теплопроводности.

4. Влияние температуры активной области на параметры генерации

Рассмотрим влияние температуры активной области на мощность генерации. Мощность генерации можно представить в виде

$$P = \eta(T) P_{in} \left[1 - \frac{j_{th}(T)}{j_{in}} \right], \quad (6)$$

где P_{in} и j_{in} – мощность накачки и плотность тока электронного пучка; j_{th} – пороговая плотность тока; $\eta = \eta_0 k_e k_l f_{hv}$ – дифференциальная эффективность преобразования накачки в генерируемое излучение; $\eta_0 \approx 0.35$ – теоретический предел эффективности генерации при накачке электронным пучком [10]; $k_e \approx 0.75$ [11]; k_l – коэффициент, учитывающий поперечную неоднородность возбуждения, обусловленную распределением плотности тока в электронном пятне; f_{hv} – функция выхода генерируемого излучения. Температурная зависимость порогового тока для типичного ЛЭ из CdS, полученная при однократном сканировании вдоль строки, представлена на рис.4,а.

Из-за значительной неоднородности возбуждения электронным пучком в эксперименте легче измерять полный ток, а не плотность тока. Ниже мы будем считать, что диаметр электронного пятна на ЛЭ не изменяется с током. Если воспользоваться обычно принятой экспоненциальной аппроксимацией зависимости порогового тока от температуры

$$I_{th}(T) = I_r \exp\left(\frac{T - T_r}{T_0}\right), \quad (7)$$

то параметры этой зависимости для экспериментальных данных, представленных на рис.4,а, окажутся такими:

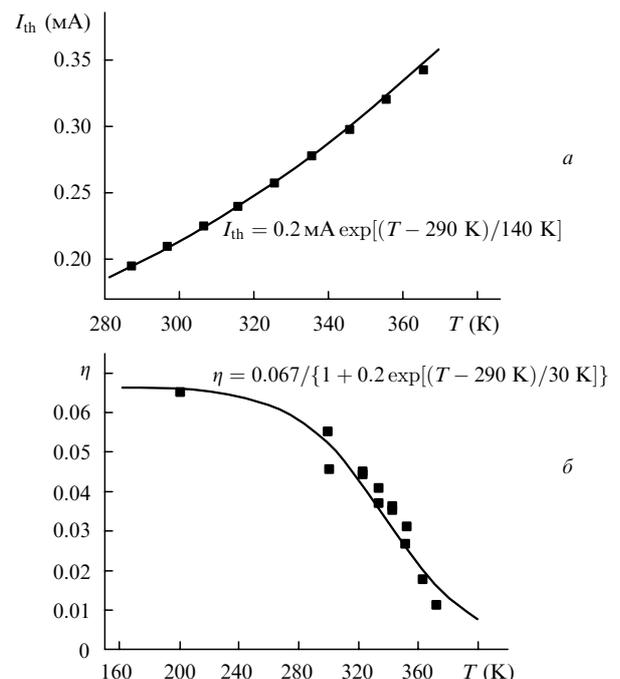


Рис.4. Температурные зависимости порогового тока I_{th} (а) и дифференциальной эффективности η (б) генерации для ЛЭ из CdS толщиной $L_c = 5$ мкм при $U = 50$ кВ, $d_e = 25$ мкм и однократном сканировании вдоль строки с $v_{sc} = 4 \times 10^5$ см/с.

$T_r = 290$ К, $I_r(T_r) = 0.2$ мА и $T_0 = 140$ К. Из рис.4,б видно, что с увеличением температуры падает дифференциальная эффективность генерации. Температурная зависимость η определяется в основном температурной зависимостью функции выхода f_{hv} , которая, в свою очередь, определяется ростом потерь внутри резонатора с увеличением T . Эффективность $\eta(T)$ можно аппроксимировать функцией вида

$$\eta(T) = \frac{\eta_r}{1 + 0.2 \exp[(T - T_r)/T_{01}]} \quad (8)$$

с параметрами $T_r = 290$ К, $T_{01} = 30$ К и $\eta_r = 0.067$.

В реальной ситуации температурный профиль активной области существенно неоднороден [2, 3]. Импульсный нагрев создает температурный градиент в области возбуждения вдоль направления строчного сканирования на глубине примерно 5 мкм. Нагрев от предыдущих строк создает дополнительный градиент поперек строки. И лишь средний нагрев дает однородное приращение температуры полупроводниковой пластины.

Точный анализ влияния температурного градиента является трудной задачей. Здесь мы представим лишь качественные оценки зависимости мощности генерации от тока электронного пучка, основываясь на следующих предположениях. Будем считать, что зависимость дифференциальной эффективности генерации от тока определяется средним нагревом полупроводниковой пластины (средний нагрев приводит к потерям в пассивной области резонатора), а эффективный пороговый ток генерации зависит от температуры активной области, которая определяется средним и адиабатическим нагревом. При этом нагрев от соседних строк не будем учитывать, т. к. его можно избежать путем выбора черезстрочного режима сканирования.

Далее пятно возбуждения разбиваем перпендикулярно направлению температурного градиента на элементарные полоски шириной dy с температурой $T(y)$, выходную мощность которых определяем из уравнения (6) с учетом формул (7) и (8). Полную выходную мощность суммируем по всем полоскам. С учетом этих предположений зависимость $P_{out}(I)$ имеет вид

$$P_{out} = U \frac{\eta_r}{1 + 0.2 \exp(\alpha I/T_{01})} \times \int_0^{y_0} \left\{ I - I_r \exp \left[\frac{(\alpha + \beta y)I}{T_0} \right] \right\} dy, \quad (9)$$

где α и β – коэффициенты пропорциональности между током I и средним нагревом ΔT_{av} и между током I и максимальным адиабатическим нагревом ΔT_p ; y_0 – координата, при которой подынтегральное выражение обращается в нуль; $y_0 = 1$, если подынтегральное выражение больше нуля при заданном I и изменении y в интервале $0-1$.

Результат расчета по формуле (9) при разных параметрах α и β представлен на рис.5. Видно, что реальный случай, рассчитанный в разд.3 для ЛЭ из CdS и сапфировой подложки толщиной 6 мм в режиме черезстрочной развертки с $v_{sc} = 4.18 \times 10^5$ см/с ($\beta = 45.2$, $\alpha = 2.9$), существенно отличается от случая импульсного возбуждения ($\beta = 45.2$, $\alpha = 0$) и случая, когда нагрев вообще не

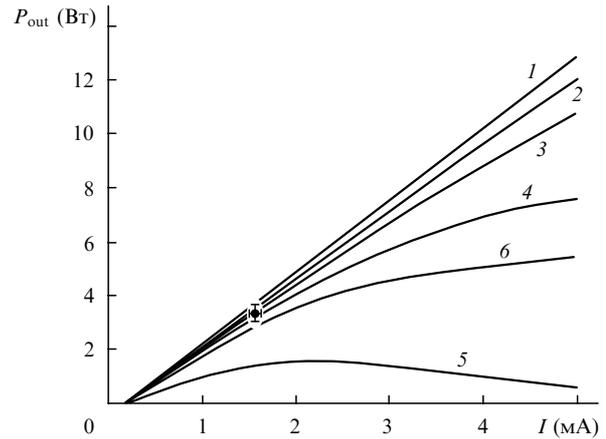


Рис.5. Расчет ватт-амперной характеристики ЛЭ при $T_0 = 140$ К, $I_r = 0.2$ мА, $T_{01} = 30$ К и $\eta_r = 0.067$ без учета нагрева полупроводника электронным пучком (1), при учете только адиабатического нагрева для $\beta = 45.2$ (2), а также при учете адиабатического и среднего нагрева для $\beta = 45.2$ ($\alpha = 2.9$) (3) и 135 (6), $\alpha = 2.9$ (3), 8.7 (4), 25 (5) и 2.9 (6); точка – эксперимент.

учитывается ($\beta = \alpha = 0$). Однако замена сапфировой подложки на гранатовую с меньшей теплопроводностью ($\beta = 45.2$, $\alpha = 8.7$) показывает заметное ухудшение ватт-амперной характеристики. Дальнейшее ухудшение наблюдается при уменьшении втрое частоты строчной развертки или скорости сканирования ($\beta = 135$, $\alpha = 2.9$), а также при плохом охлаждении сапфира водой ($\beta = 45.2$, $\alpha = 25$). Из рис.5 также видно, что при правильном выборе параметров развертки, системы охлаждения и толщины слоев ЛЭ увеличение выходной мощности вплоть до 10 Вт не ограничивается температурными эффектами.

5. Заключение

В результате рассмотрения температурного режима активного элемента ЛЭЛТ, работающей в растровом режиме сканирования, установлены три основных фактора, определяющих температуру в активной области во время ее возбуждения: импульсный адиабатический нагрев пикселя за время пребывания в нем электронного пучка, нагрев от предыдущих строк и средний нагрев, определяемый охлаждением ЛЭ. Оценка температурного приращения, обусловленного этими факторами, при комнатной температуре и реально достижимых на сегодняшний день параметрах электронного пучка показала, что импульсный нагрев может быть снижен увеличением скорости сканирования, нагрев предыдущими строками – путем использования черезстрочного режима сканирования, а средний нагрев – путем уменьшения толщины хладопроводящей подложки. Увеличение температуры активной области приводит к ограничению выходной мощности с увеличением тока электронного пучка. Представленные оценки показывают, что температурные ограничения не препятствуют увеличению тока до 5 мА и увеличению мощности излучения до 10 Вт уже при существующей технологии изготовления активных элементов. Однако возможны другие ограничения, связанные, например, с деградацией клеевого слоя или зеркальных покрытий, что требует дальнейших исследований.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ (грант № 01-02-16409) и программы «Ведущие научные школы» (грант № 00-15-96624).

1. Nasibov A.S., Kozlovsky V.I., Reznikov P.V., Skasyrsky Ya.K., Rorov Yu.M. *J. Crystal Growth*, **117**, 1040 (1992).
2. Козловский В.И., Насибов А.С., Печенов А.Н., Резников П.В., Скасырский Я.К. *Квантовая электроника*, **5**, 487 (1978).
3. Козловский В.И., Насибов А.С., Печенов А.Н. *Препринт ФИАН № 24* (М., 1978).
4. Уласюк В.Н. *Квантоскопы* (М.: Радио и связь, 1988).
5. Елисеев П.Г., Попов Ю.М. *Квантовая электроника*, **24**, 1067 (1997).
6. Богданкевич О.В., Дарзбек С.А., Елисеев П.Г. *Полупроводниковые лазеры* (М.: Наука, 1976).
7. Козловский В.И., Насибов А.С., Резников П.В. *Квантовая электроника*, **8**, 2493 (1981).
8. Hartmann H., Mach R., Selle B. In: *Wide gap II-VI compounds as electronic materials. Current topics in materials science* (Amsterdam – New York – Oxford: North-Holland Publ. Comp., 1982, vol.9, p.1).
9. *Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).
10. Попов Ю.М. *Труды ФИАН*, **31**, 3 (1965).
11. Klein S.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **4**, 186 (1968).