

УДК 621.373.826.038.823

## О ВЛИЯНИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ВНЕШНЕЙ ИОНИЗАЦИИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРОИОНИЗАЦИОННОГО Ar—Xe ЛАЗЕРА ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

В. В. Баранов, В. А. Данилычев, А. Ю. Дудин, Д. А. Заярный, А. В. Романов,  
Н. Н. Устиновский, И. В. Холин, А. Ю. Чугунов

Исследуются характеристики импульсного электроионизационного Хе лазера высокого давления с буферным газом Ar в диапазоне плотностей тока электронного пучка  $i=13-1700$  мА/см<sup>2</sup>. Проведена оптимизация энергетических параметров лазера, обоснована возможность осуществления импульсно-периодических режимов работы со средней мощностью излучения 0.5—1 кВт/л при КПД на уровне 2—3.2 %.

### Введение

Одним из перспективных направлений современной квантовой электроники является создание мощных импульсных лазеров высокого давления на ИК переходах атомов инертных газов, возбуждаемых квазинепрерывным электроионизационным (ЭИ) разрядом [1-5]. Применение ЭИ накачки в лазере на смеси Ar—Xe, являющимся наиболее мощным лазером этого класса, позволяет возбуждать большие лазерные объемы (~10 л) и получать при этом высокий удельный энергосъем (~10 Дж/л) и физический КПД (5 %) [1-4]. Эти результаты получены на мощных ЭИ лазерных установках, где в качестве внешнего ионизатора применяются электронные пушки с холодным катодом, обеспечивающим высокие плотности тока электронного пучка (ЭП) на уровне  $j=2-6$  А/см<sup>2</sup>. Энергия генерации от ЭП накачки составляет при этом значительную долю от полной выходной энергии лазера (25—35 %), а энерговклад в активную среду от ЭП сравним с энерговкладом от батареи питания разряда.

Значительно большее практическое значение с точки зрения создания импульсно-периодических (ИП) лазеров с высокой средней мощностью излучения имеют режимы работы, характеризующиеся малыми значениями плотности электронного тока. С одной стороны, переход к таким режимам дает возможность применять электронные пушки с нагретыми катодами, позволяющими реализовать большую частоту следования импульсов. С другой стороны, уменьшение в ИП ЭИ лазерах уровня тепловой нагрузки на разделительную фольгу электронной пушки позволяет увеличить среднюю мощность генерации. Осуществление устойчивых режимов горения ЭИ разряда в инертных газах с большим разрядным усилением (отношение электрической мощности, вкладываемой в разряд, к мощности, вкладываемой от ЭП) является важной задачей и для ряда нелазерных приложений. Цель настоящего исследования, являющегося продолжением работы [6], заключается в оптимизации режимов ЭИ накачки лазера на переходах  $5d-6p$  атома Хе в диапазоне плотностей электронного тока  $j=13-1700$  мА/см<sup>2</sup>.

### 1. Экспериментальная установка

Эксперименты проводились на ЭИ лазерной установке «Тандем» [3-6] с размером активной области  $10 \times 10 \times 100$  см. Питание электронной пушки с холодным катодом осуществлялось от пятиступенчатого генератора импульсных

напряжений Аркадзева—Маркса с зарядным напряжением  $\sim 80$  кВ и емкостью «в ударе»  $0.13$  мкФ. ЭП сечением  $10 \times 100$  см с энергией электронов до  $350$  кэВ вводился в лазерную камеру перпендикулярно оптической оси через титановую фольгу толщиной  $20$  мкм. При длительности импульса  $4-5$  мкс (рис. 1, а) плотность тока ЭП в лазерном объеме достигала  $j=1.7$  А/см<sup>2</sup>, а полная энергия ЭП составляла  $E \sim 1.5$  кДж. Для уменьшения  $j$  использовались четыре маски из нержавеющей стали толщиной  $1$  мм с равномерно расположенными круглыми отверстиями (одно отверстие на  $1$  см<sup>2</sup> поверхности маски). Маски размещались между фольгой и сетчатым анодом электронной пушки и обеспечивали ослабление электронного тока  $I_{\text{П}}$  и соответственно энергии ЭП за фольгой  $E$  примерно в  $3, 10, 30$  и  $100$  раз. Однородность ионизации активной среды достигалась за счет рассеяния электронов в разделительной фольге (в используемой фольге средний угол рассеяния электронов с энергией в сотни кэВ составляет несколько десятков градусов [7]) и в «тяжелой» рабочей смеси высокого давления.

Питание ЭИ разряда осуществлялось от батарей конденсаторов ИК 100-0.4 общей емкостью  $C=4.8$  мкФ. Анод лазерной камеры с конфигурацией, близкой к профилю Чанга, имел размер  $10 \times 100$  см и располагался на расстоянии  $10$  см от фольги, являющейся вторым электродом камеры. Батарея при помощи четырех управляемых искровых разрядников подключалась к аноду с задержкой  $\sim 0.1$  мкс относительно начала импульса тока ЭП. Общая индуктивность разрядного контура составляла  $L \approx 130$  нГн.

Электрические параметры установки измерялись с использованием поясов Роговского. Полный ток ЭП за фольгой определялся при помощи алюминиевого

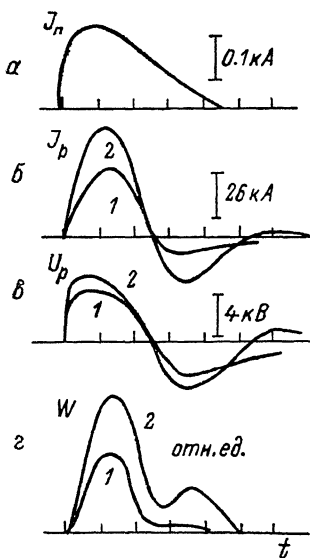


Рис. 1. Осциллограммы импульсов при  $j=170$  мА/см<sup>2</sup> (развертка  $1$  мкс/дел) тока ЭП за фольгой (а), разрядного тока (б), напряжения на аноде лазерной камеры (в) и генерации (г).

$U_0$ , кВ: 1 — 14, 2 — 22.

коллектора с учетом отраженных и выбитых из коллектора электронов [8]. Напряжение на разрядном промежутке измерялось по току, протекающему через известное малоиндуктивное сопротивление, соединяющее анод лазерной камеры с корпусом установки. Полная энергия ЭП, а также энергия лазерного излучения измерялись калориметрами ВЧД-2 и ТПИ-2-5. Форма импульса генерации регистрировалась германиевым фотодиодом ФД-10ГА, работающим в фотодиодном режиме с постоянной времени  $\sim 0.1$  мкс.

В эксперименте применялся набор плоскопараллельных резонаторов, выполненных из глухого зеркала с золотым покрытием и полупрозрачных зеркал из кварцевого стекла с диэлектрическим напылением на рабочую длину волны  $\lambda=1.73$  мкм. Прозрачность выходного зеркала могла изменяться в диапазоне  $T=1-86$  %.

## 2. Экспериментальные результаты

1. Четыре маски, применявшиеся в настоящих экспериментах, обеспечивали ослабление тока ЭП от  $I_{\text{П}}=1.7$  кА до значений  $550, 170, 55$  и  $13$  А, что соответствует следующим пиковым значениям плотности тока:  $j=1700, 550, 170, 55$  и  $13$  мА/см<sup>2</sup>. Импульс тока ЭП имел характерную форму с крутым передним и пологим задним фронтом при длительности по основанию  $\sim 4.5$  мкс (рис. 1, а).

При оптимизации параметров лазера исследовались Ag—Xe смеси с относительным содержанием Xe в пределах  $\delta=10^{-1}-10^{-4}$  при общем давлении от  $p=1$  до  $4$  атм. Для каждой рабочей смеси и каждого значения  $j$  были получены зависимости энергетических параметров лазера от зарядного напряжения  $U_0$  на конденсаторной батарее (рис. 2). Одновременно производилась регистрация полного разрядного тока  $I_{\text{Р}}$ , напряжения на аноде лазерной камеры  $U_{\text{Р}}$  и мощ-

ности лазерного излучения  $W$ . Рассмотрим временной ход этих параметров для случая  $j=170$  мА/см<sup>2</sup>.

При достаточно больших значениях зарядного напряжения  $U_0=10-30$  кВ разряд конденсаторной батареи имеет колебательный характер с двумя-тремя полупериодами разрядного тока и переходом к аperiodическому режиму в последнем полупериоде (рис. 1, б). Проводимость разрядного промежутка существенным образом зависит от величины разрядного тока  $I_P$  [2], который при максимальных амплитудах  $I_P \sim 70-80$  кА достигает высоких значений порядка  $20 \text{ Ом}^{-1}$ . В свою очередь амплитуда разрядного тока ограничивается волновым

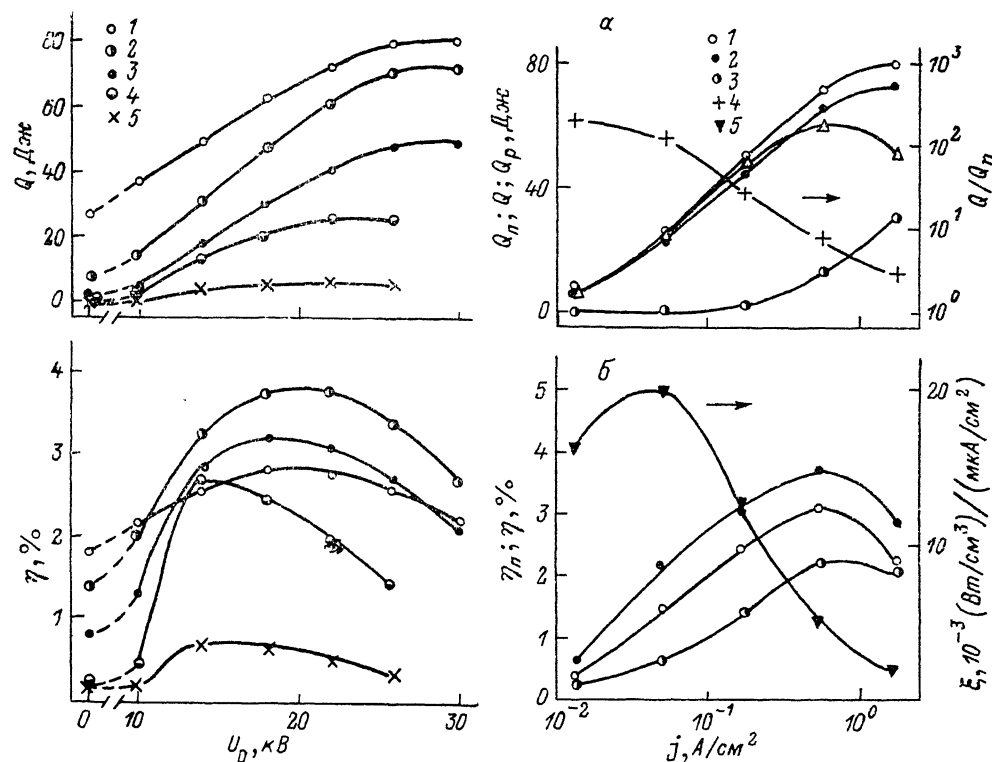


Рис. 2. Зависимости выходной энергии (а) и КПД лазера (б) от зарядного напряжения на конденсаторной батарее (экспериментальные условия в табл. 2).

1-5 — обозначения те же, что и в табл. 2.

Рис. 3. Зависимости энергетических параметров лазера от плотности тока ЭП в импульсе.  $Q$  и  $\eta$  в режиме максимального энергосъема (1) и в оптимизированном режиме (2) (экспериментальные условия в табл. 2),  $Q_{II}$  и  $\eta_{II}$  (3) экспериментальные условия в табл. 1)  $Q_P/Q_{II}$  (4) и  $\eta/\eta_{II}$  (5).

сопротивлением разрядной цепи  $\sqrt{L/C} \sim 0.16$  Ом и увеличивается примерно пропорционально зарядному напряжению  $U_0$  на конденсаторной батарее. Важной особенностью ЭИ разряда в смеси инертных газов является также невысокое значение напряжения на разрядном промежутке  $U_P \sim 4-6$  кВ  $\ll U_0$  и слабая зависимость  $U_P$  от величины зарядного напряжения (рис. 1, в). Таким образом, в исследуемом лазере весьма большие плотности разрядного тока  $70-80$  А/см<sup>2</sup> сочетаются с невысокими значениями параметра  $E/N \sim 0.5 \cdot 10^{-17}$  В·см<sup>2</sup> (см. также [2]).

На рис. 1, г представлены характерные осциллограммы импульсов лазерного излучения. В диапазоне относительно малых зарядных напряжений  $U_0 \leq 14$  кВ генерация наблюдается в течение первого полупериода разрядного тока. При повышении зарядного напряжения и увеличении амплитуды  $I_P$  во втором полупериоде импульс излучения принимает характерную двугорбую форму с провалом вблизи нуля тока.

Временной ход представленных на рис. 1 параметров качественно не изменяется и при других значениях тока ЭП. Отметим также слабую зависимость амплитуды разрядного тока и напряжения на аноде лазерной камеры от интенсивности внешнего ионизатора, что говорит о существовании наблюдавшегося ранее механизма размножения электронов [ $1^{-4}$ ] во всем диапазоне исследованных значений  $j$ .

2. Составной частью настоящей работы является оптимизация выходной энергии и КПД лазера при использовании накачки только с помощью ЭП, что соответствует нулевым значениям напряжения  $U_0$  (рис. 2). КПД лазера  $\eta_{\text{П}}$  в этом случае определялся как отношение энергии генерации лазера  $Q_{\text{П}}$  к полной энергии ЭП за разделительной фольгой  $\eta_{\text{П}} = Q_{\text{П}}/E$ . Заметим, что определяемый таким образом реальный КПД меньше физического, рассчитываемого относительно энергии, вложенной в активный объем лазера. Особенно большое отличие наблюдается при низких давлениях рабочей смеси, когда длина пробега быстрых электронов значительно превышает поперечный размер активной области.

Для каждого значения  $j$  оптимизация энергетических характеристик лазера проводилась путем варьирования трех параметров: полного давления газовой смеси  $p$ , относительного содержания в смеси рабочего газа  $\delta$  и прозрачности выходного зеркала  $T$ . Качественно характер полученных энергетических зависимостей соответствует аналогичным зависимостям из работы [9], где впервые осуществлена эффективная накачка Ar—Xe лазера ЭП с малой плотностью электронного тока  $j \sim 20$  мА/см<sup>2</sup> и достигнут при этом физический КПД на уровне 0.8 %. Максимальные значения энергии генерации и КПД лазера, достигнутые в настоящей работе, представлены на рис. 3, а соответствующие этим максимальным значениям оптимальные параметры  $p$ ,  $\delta$  и  $T$  в табл. 1. При увеличении  $j$  наблюдался монотонный рост выходной энергии лазера от  $Q_{\text{П}} =$

Т а б л и ц а 1

$j$ , мА/см <sup>2</sup>	$p$ , атм	$\delta$ , %	$T$ , %
1700	3.5	0.5	86
550	3.5	0.5	86
170	2.0	0.4	40
55	2.0	0.2	11
13	1.0	0.2	1

Т а б л и ц а 2

$j$ , мА/см <sup>2</sup>	$p$ , атм	$\delta$ , %	$T$ , %
1700	4.0	1.1	86
550	4.0	1.1	86
170	4.0	1.2	86
55	4.0	1.3	86
13	4.0	1.3	62

$= 25$  мДж при  $j=13$  мА/см<sup>2</sup> (оптимальное давление  $p=1$  атм) до  $Q_{\text{П}}=30$  Дж при максимальном  $j=1.7$  А/см<sup>2</sup> ( $p=3.5$  атм). В области малых  $j$  рост энергии генерации сопровождался увеличением КПД лазера, достигающим своего максимального значения  $\eta = 2.2$  % при  $j=550$  мА/см<sup>2</sup>. При дальнейшем увеличении электронного тока КПД лазера несколько уменьшался.

Таким образом, существует диапазон значений  $j \sim 0.5-1.7$  А/см<sup>2</sup>, характеризующийся весьма высоким значением КПД на уровне  $\eta_{\text{П}} \sim 2$  %, позволяющим реализовать удельный энергосъем до 3 Дж/л. Режимы с низкой плотностью тока ЭП в пределах 10—20 мА/см<sup>2</sup> имеют важное практическое значение для генерации импульсов излучения длительностью в сотни микросекунд [9, 10]. При этом КПД лазера (рис. 3, б) может быть увеличен по крайней мере до значения  $\eta_{\text{П}} \sim 1$  % путем увеличения поперечного размера активной области до величины, соответствующей длине пробега электронов при оптимальном давлении  $p=1$  атм (в нашем случае 35—40 см).

3. При ЭИ накачке помимо прозрачности выходного зеркала резонатора  $T$ , давления  $p$  и состава рабочей смеси  $\delta$  проводилась также оптимизация зарядного напряжения  $U_0$  на конденсаторной батарее. Для всех значений  $j$  максимальный энергосъем достигался при наивысшем для данных экспериментов давлении  $p=4$  атм. На рис. 2, а для этого давления и оптимизированных значений  $T$  и  $\delta$  представлены зависимости выходной энергии лазера от зарядного напряжения. Экспериментальные условия, при которых получены эти зави-

симости, приведенные в табл. 2. При повышении напряжения от нулевого значения, соответствующего случаю ЭП накачки, наблюдается монотонный рост энергии генерации до некоторой максимальной величины, достигавшейся при значениях  $U_0 \sim 22-30$  кВ. Дальнейшее повышение  $U_0$  приводило к некоторому уменьшению энергии генерации, связанному, по-видимому, с перемешиванием лазерных уровней электронным ударом из-за увеличения плотности электронов в разряде [2]. Отметим, что значения  $U_0$ , соответствующие максимальным энергосъемам, имели тенденцию к повышению при увеличении  $j$  и давления рабочей смеси.

Наибольшие значения энергии генерации, определенные для каждого значения  $j$ , представлены на рис. 3, а. Как и в случае ЭП накачки, максимум выходной энергии ( $Q \approx 80$  Дж) достигался при наибольшей плотности электронного тока  $j = 1.7$  А/см<sup>2</sup>. В режиме с указанным значением  $j$  абсолютный прирост энергии генерации лазера, полученный за счет перехода к ЭИ способу возбуждения и определяемый как разность максимальных значений выходной энергии, достигнутых при ЭИ и ЭП способах возбуждения  $Q_R = Q - Q_{П}$ , составляет  $\sim 50$  Дж (рис. 3, а). При этом относительный прирост энергии генерации  $Q_R/Q_{П}$ , являющийся важным параметром лазеров с комбинированной накачкой, составляет всего  $\sim 1.7$  (рис. 3, а). Значительно более выгодные режимы с точки зрения использования электронного пучка реализуются при уменьшении  $j$ . Так, уменьшение электронного тока до  $j = 550$  мА/см<sup>2</sup> сопровождается незначительным уменьшением полной энергии генерации (до  $Q = 72$  Дж), однако абсолютный прирост энергосъема за счет разряда увеличивается до максимального значения  $Q_R \approx 60$  Дж. Относительный прирост составил при этом  $Q_R/Q_{П} = 6$ . При  $j = 170$  мА/см<sup>2</sup> выходная энергия лазера  $Q = 50$  Дж уже практически полностью обусловлена накачкой разрядом ( $Q_R/Q_{П} = 25$ ). Снижение плотности тока ЭП до минимального значения  $j = 13$  мА/см<sup>2</sup> позволяет увеличить значение параметра  $Q_R/Q_{П}$  до величины  $\sim 200$ . Однако полная энергия генерации при этом невысока  $Q \approx 5$  Дж.

В настоящей работе проводилось также исследование полного КПД лазера при ЭИ возбуждении, определяемого как отношение энергии генерации лазера к запасенной в конденсаторной батарее электрической энергии, суммируемой с полной энергией ЭП за фольгой,  $\eta = Q/(CU_0^2/2 + E)$  (рис. 2, б). Как и в случае ЭП накачки, определяемый таким образом КПД меньше физического, рассчитываемого от энергии, вложенной в рабочий объем лазера (часть запасенной электрической энергии диссипируется в разрядниках, конденсаторах и других элементах разрядного контура). На рис. 3, б представлена зависимость полного КПД лазера в режиме максимального энергосъема от плотности тока электронного пучка. При максимальном значении  $j = 1.7$  А/см<sup>2</sup> КПД лазера составляет  $\eta = 2.2$  %. В точке  $j = 550$  мА/см<sup>2</sup>, соответствующей максимальному значению  $Q_R$ , КПД лазера также достигает своего максимального, весьма высокого значения  $\eta = 3.1$  %. Дальнейшее уменьшение  $j$  сопровождается монотонным уменьшением КПД от  $\eta = 2.4$  % при  $j = 170$  мА/см<sup>2</sup> до  $\eta = 0.4$  % при  $j = 13$  мА/см<sup>2</sup>.

4. Рассмотренный выше режим работы лазера позволяет получать максимальные энергосъемы, но не является оптимальным с точки зрения КПД лазера (рис. 2). В то же время при зарядных напряжениях, соответствующих наибольшему КПД, выходная энергия лазера может существенно уступать своим максимальным значениям. В настоящем разделе обсуждается промежуточный режим работы лазера, соответствующий для каждой зависимости  $Q(U_0)$  энергосъему на уровне 0.9 от максимального. Такой режим работы является в некотором смысле оптимальным, поскольку дает возможность достигнуть разумного компромисса между взаимно исключаящими друг друга требованиями максимального КПД и энергосъема.

На рис. 3 представлена зависимость оптимизированных значений энергии генерации и КПД лазера от плотности электронного тока (2), ход этих зависимостей качественно соответствует случаю максимальных энергосъемов (1). При этом для всех значений  $j$  10 %-ное уменьшение энергии генерации сопровождается увеличением КПД лазера не менее чем на 20 %. Максимальный КПД достигается при  $j = 550$  мА/см<sup>2</sup> и составляет  $\eta = 3.75$  %. Следует отметить, что, помимо повышения КПД, работа в оптимизированном режиме позволяет не

нее чем в два раза увеличить яркость лазера за счет существенно лучшей направленности излучения [11].

Все результаты, представленные ниже, соответствуют оптимизированным режимам работы установки.

5. Важной характеристикой газовых лазеров с накачкой ЭП или ЭИ способом является эффективность использования пучка быстрых электронов  $\xi$ , определяемая как отношение удельного энергосъема  $Q/V$  ( $V$  — объем активной области) к заряду  $q$ , прошедшему через единицу площади разделительной фольги электронной пушки за время действия импульса электронного тока [12]. Параметр  $\xi$  характеризует уровень тепловой нагрузки на фольгу и является удобной величиной для определения средней мощности лазера  $W$  при работе в ИП режиме. При заданной средней по времени плотности электронного тока  $j_{cp}$ , допустимая величина которой определяется тепловым режимом разделительной фольги в конкретной конструкции лазера, справедливо следующее соотношение для определения максимально возможной частоты повторения импульсов генерации:

$$f = j_{cp}/q. \quad (1)$$

Поскольку средняя мощность лазера в ИП режиме является произведением энергии и частоты повторения импульсов генерации, предельная мощность лазера задается выражением

$$W = Qf = Qj_{cp}/q = \xi j_{cp} V, \quad (2)$$

а произведение

$$W_{уд} = \xi j_{cp} \quad (3)$$

определяет среднюю удельную мощность излучения.

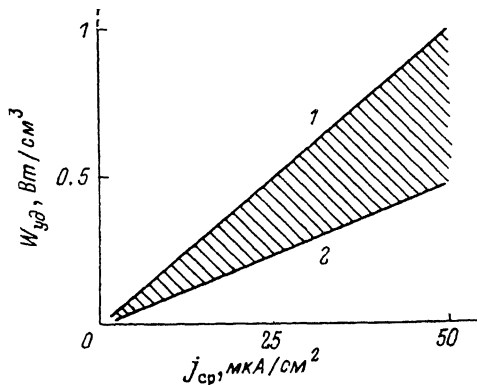
В описываемых экспериментах величина  $q$ , определяемая численным интегрированием импульса тока ЭП за фольгой (рис. 1, а), изменялась от  $q = 3.8$  мкКл/см<sup>2</sup> при  $j = 1.7$  А/см<sup>2</sup> до  $\sim 30$  нКл/см<sup>2</sup> при  $j = 13$  мА/см<sup>2</sup>. На рис. 3, б представлена зависимость эффективности использования пучка  $\xi$  от плотности тока ЭП в импульсе. При уменьшении  $j$  от 1700 до 55 мА/см<sup>2</sup> значение  $\xi$  увеличивается на порядок от  $\xi = 2$  до 20 Вт/л/мкА/см<sup>2</sup>. Дальнейшее уменьшение  $j$  приводит к некоторому уменьшению  $\xi$ .

Рис. 4. Диаграмма расчетных зависимостей мощности лазера в ИП режиме от среднего тока ЭП.

$\eta$ , %: 1 — 2, 2 — 3. 2;  $j$ , мА/см<sup>2</sup>: 1 — 50, 2 — 200.

Рассматривая совместно зависимости  $\xi(j)$  и  $\eta(j)$ , можно сделать вывод, что интервал значений электронного тока  $1.7 \text{ А/см}^2 \gg j > 0.55 \text{ А/см}^2$  малопримемлем для реализации ИП режима. Работа в указанном интервале характеризуется малыми значениями коэффициента использования электронного пучка и требует создания импульсно-периодических электронных пушек с непомерно большими импульсными токами. Участки с меньшими значениями  $j$  могут быть с успехом использованы для создания ИП лазеров, причем конкретное значение импульсного тока может быть выбрано в зависимости от поставленной задачи. При  $j = 550$  мА/см<sup>2</sup> реализуется максимальный КПД лазера  $\eta = 3.7$  %, однако средняя мощность излучения будет в четыре раза меньше максимальной. Режим, соответствующий максимальной средней мощности излучения ( $j \approx 50$  мА/см<sup>2</sup>), позволяет реализовать КПД на уровне  $\eta \approx 2$  %. Наконец, режим, соответствующий минимальным значениям  $j = 13$  мА/см<sup>2</sup>, характеризуется невысоким значением  $\eta \approx 0.7$  % и позволяет получать максимальную частоту следования импульсов генерации. Представляется, что с точки зрения создания достаточно эффективного ИП лазера наиболее перспективен диапазон умеренных значений  $j = 50 - 200$  мА/см<sup>2</sup>, обеспечивающий при достаточно высоких значениях КПД лазера  $\eta = 2.0 - 3.2$  % высокую эффективность использования ЭП на уровне  $\xi = 20 - 10$  Вт/л/мкА/см<sup>2</sup>.

Диапазон указанных значений импульсного тока соответствует заштрихованной области на диаграмме рис. 4, представляющей собой зависимость пре-



дельной мощности лазера в ИП режиме от среднего тока электронной пушки. На этой диаграмме лучи, сходящиеся к началу координат, описываются выражением (3) и представляют собой линию постоянных значений  $\xi$ ,  $j$  и КПД лазера, причем увеличение угла наклона луча соответствует увеличению  $\xi$  и соответствующему уменьшению  $j$  и  $\eta$ .

Численная оценка средней мощности лазера с рабочим объемом 10 л и средней плотностью тока электронной пушки  $j_{\text{ср}} = 50 \text{ мкА/см}^2$  [13] приводит для границ заштрихованной области к значениям  $W = 5 \text{ кВт}$  при  $\eta = 3.2 \%$  и  $W = 10 \text{ кВт}$  при  $\eta = 2.0 \%$ .

### Заключение

Проведенные модельные эксперименты позволили получить ряд результатов, имеющих важное практическое значение для создания лазера на Ag—Xe ближней ИК области спектра с высокой средней мощностью излучения. В настоящей работе благоприятный вывод относительно возможности реализации эффективного ИП режима, ранее подкрепляемый полуэмпирическими оценками скоростей распада возбужденных состояний атома Хе в присутствии электрического поля [2], получил убедительное экспериментальное подтверждение. Показано, что эффективная ЭИ накачка может быть осуществлена при плотностях тока ЭП в импульсе, меньших  $200 \text{ мА/см}^2$ , т. е. в диапазоне, который сравнительно легко может быть перекрыт при использовании ИП пушек с традиционными нагревными катодами. Не менее важна высокая эффективность использования электронного пучка в диапазоне умеренных значений плотности электронного тока при достаточно высоком КПД лазера на уровне 2—3 %. Количественный анализ полученных экспериментальных данных позволяет сделать вывод о том, что в настоящее время на основе существующей экспериментальной техники возможно создание ИП лазера для практических приложений с мощностью излучения до 10 кВт.

Дальнейшее развитие рассматриваемой лазерной системы на смеси Ag—Xe может быть связано с повышением ее эффективности как за счет повышения однородности ионизации рабочего объема лазера при использовании двухлучевой геометрии и пушек с нагревными катодами, обеспечивающими монохроматичность и хорошую временную однородность параметров ЭП, так и за счет оптимизации разрядной части установки в плане повышения степени электрического согласования конденсаторной батареи с разрядом. В данном аспекте весьма перспективным представляется переход к импульсам возбуждения длительностью в десятки микросекунд.

### Литература

- [1] *Vasov N. G., Chuginov A. Yu., Danilychev V. A. et al.* IEEE J. Quant. Electron., v. QE-19, N2, p. 126—128.
- [2] *Басов Н. Г., Данилычев В. А., Дудин А. Ю.* и др. Квант. электр., 1984, т. 11, № 9, с. 1722—1736.
- [3] *Баранов В. В., Басов Н. Г., Данилычев В. А.* и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, № 9, с. 426—428.
- [4] *Vasov N. G., Baranov V. V., Chuginov A. Yu. et al.* IEEE J. Quant. Electron., 1985, v. QE-21, N 11, p. 1756—1760.
- [5] *Басов Н. Г., Баранов В. В., Данилычев В. А.* и др. Квант. электр., 1986, т. 13, № 3, с. 482—487.
- [6] *Басов Н. Г., Баранов В. В., Данилычев В. А.* Квант. электр., 1986, т. 13, № 8, с. 1543.
- [7] *Дутов А. И., Минаев С. В., Николаев В. Б.* Квант. электр., 1979, т. 6, № 8, с. 1690.
- [8] *Григорьев Г. Ю., Заметалов В. А., Сенченков А. П.* Письма в ЖТФ, 1981, т. 7, № 7, с. 430—432.
- [9] *Баранов В. В., Данилычев В. А., Дудин А. Ю.* и др. Письма в ЖТФ, 1985, т. 11, № 3, с. 173—176.
- [10] *Ковалев Н. Н., Крейнделъ Ю. Е., Месяц Г. А.* и др. Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 1, с. 37—42.
- [11] *Басов Н. Г., Баранов В. В., Данилычев В. А.* и др. Препринт ФИАН, № 254. М., 1986.
- [12] *Глотов Е. П., Данилычев В. А., Чебуркин Н. В.* Труды ФИАН, 1983, т. 142, с. 3—45.
- [13] *Бугаев С. П., Крейнделъ Ю. Е., Щанин П. М.* Электронные пучки большого сечения. М.: Энергоатомиздат, 1984. 112 с.