

УДК 621.375.826

## РАЗРАБОТКА МОДЕЛИ ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ ЗАРЯДОВ ЗАТУХАЮЩЕГО КОРОННОГО РАЗРЯДА

© 1999 В.П. Шорин, О.А. Журавлев, А.И. Федосов, А.В. Ивченко, В.П. Марков

Самарский государственный аэрокосмический университет

Представлено аналитическое описание механизма формирования протяженных зарядовых структур, экспериментально наблюдаемых на односторонне фольгированных пленках диэлектрика, образующих разрядный промежуток с высоковольтным игольчатым электродом в воздухе атмосферного давления. Научная значимость исследуемых вопросов связана с решением фундаментальной проблемы стабилизации газовых разрядов в плотных средах.

Динамика расширения порошковых электрографических структур связывается с возбуждением волны зарядов, обусловленной выносом ионов поверхностного слоя слабоионизованного газа. Сделанные допущения сводят задачу к описанию процесса преобразования потенциального рельефа на электростатической мишени при облучении пучком отрицательных ионов. Использование в работе математического аппарата коронного разряда позволило получить уравнение, связывающее скорость расширения зарядовой структуры с нормальной к поверхности диэлектрика составляющей плотности тока ионов.

Отрицательная корона в воздушном промежутке между острием и плоскостью с высокоомной диэлектрической пленкой довольно быстро запирается из-за формирования на поверхности диэлектрика зарядового барьера. Однако в [1] были экспериментально получены динамические электрограммы в виде расходящейся волновой структуры, которые возбуждались в момент ослабления напряженности  $E$  электрического поля короны полем зарядового барьера. Характерная скорость распространения фронта порошковых подвижек на электрограммах составляла единицы см/с [2], что более, чем на порядок превосходит скорость растекания остаточных зарядов для подложки с поверхностным сопротивлением  $\geq 10^{14}$  Ом [3].

Связывая динамические электрограммы с выносом на подложку зарядов слабоионизованного поверхностного слоя газа в электрическом поле потенциального барьера, в данной работе сделана попытка аналитического описания поверхностного волнового процесса. Научная значимость исследуемых вопросов связана с решением фундаментальной проблемы стабилизации газовых разрядов в плотных средах.

Запишем систему уравнений, объединяющих процессы во внешней области коронного разряда с поверхностными процессами на подложке, в виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\operatorname{div} \bar{j}; \quad (1)$$

$$\rho = (n^+ z^+ - n^- z^-) e_0; \quad (2)$$

$$\bar{j} = (\mu^+ n^+ z^+ + \mu^- n^- z^-) e_0 \bar{E}; \quad (3)$$

$$\operatorname{div}(\epsilon_0 \bar{E}) = \rho / \epsilon; \quad (4)$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = -j_z. \quad (5)$$

Здесь:  $\rho$  - объемная плотность зарядов в любой точке газа;  $\bar{j}$  - плотность тока;  $n^+$ ,  $n^-$  - объемная концентрация ионов;  $z^+$ ,  $z^-$  - кратность зарядов ионов;  $\mu^+$ ,  $\mu^-$  - подвижность ионов;  $e_0$  - элементарный заряд;  $\epsilon_0$  - электрическая постоянная;  $j_z$  - нормальная составляющая плотности тока;  $\sigma$  - поверхностная плотность зарядов на подложке.

В уравнении (5) не учтены поверхностные токи на диэлектрике, что допустимо, если поверхностное сопротивление пленки вели-

ко. Уравнение (4) (теорема Гаусса в дифференциальной форме) заменяет уравнение Пуассона, которое легко получить из уравнения (4).

Диэлектрическая проницаемость газа принята равной  $\epsilon = 1$ . При численной оценке примем параметры установки равными:

напряжение на острейшем электроде  $U_0 = -5$  кВ;

радиус острия  $r_0 = 50$  мкм;

высота электрода над поверхностью диэлектрика  $h = 5$  мм;

толщина диэлектрика  $d = 0,1$  мм;

относительная проницаемость диэлектрика  $\epsilon = 3$ ;

толщина приповерхностного слоя слабоионизованного газа  $l = 10$  мкм;

подвижность ионов  $\mu^+ = \mu^- = 2$  см<sup>2</sup>/В·с

Оценим отношение времени осаждения ионов из приповерхностного слоя на диэлектрик  $\tau_1$  ко времени перемещения ионов от коротрона до диэлектрика  $\tau_2$ . Очевидно,

можно принять  $\tau_1/\tau_2 \approx l/h \approx 2 \cdot 10^{-3}$ . Так как

первый процесс протекает значительно быстрее второго, то процесс осаждения зарядов из приповерхностного слоя на диэлектрик является определяющим. Ясно, что сложная система уравнений (1)-(5) не может быть решена аналитически без упрощающих предположений.

Сделаем ряд допущений, возможно, довольно грубых, но которые позволят нам в более или менее удовлетворительной форме проанализировать процесс дозарядки пленки. Допустим, что в приповерхностном слое  $n^+ \ll n^-$  и обозначим  $\mu^- = \mu$ . Тогда уравнение (3) с учетом (2) примет вид:

$$\vec{j} = -\mu \rho \vec{E}. \quad (6)$$

Из уравнений (6) и (4) получим:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{j} &= -\mu \cdot \operatorname{div}(\rho \vec{E}) = \\ &= -\mu \rho \cdot \operatorname{div} \vec{E} - \mu \vec{E} \cdot \operatorname{grad} \rho = \\ &= -\mu \rho^2 / \epsilon_0 - \mu \vec{E} \cdot \operatorname{grad} \rho \end{aligned} \quad (7)$$

Подставив (7) в (1), получим:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \mu \rho^2 / \epsilon_0 + \mu \vec{E} \cdot \operatorname{grad} \rho. \quad (8)$$

Будем считать известными для момента окончания разряда ( $t = 0$ ) функции  $\rho^0(r, z)$ ;  $E^0(r, z)$ ;  $\sigma^0(r)$ .

Электрическое поле создается электродной системой, зарядами на диэлектрике и объемными зарядами

$$\vec{E} = \vec{E}_\sigma + \vec{E}_\sigma + \vec{E}_\rho. \quad (9)$$

В процессе дозарядки пленки составляющие  $\vec{E}_\sigma$  и  $\vec{E}_\rho$  будут изменяться. Будем предполагать, что эти изменения невелики. Такое предположение оправдано, если суммарный объемный заряд меньше поверхностного заряда. Отсюда

$$\vec{E} \approx \vec{E}^0. \quad (10)$$

Кроме того, положим

$$\rho^2 = \rho(\rho + \Delta\rho) \approx \rho \cdot \rho_0; \quad (11)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} \approx -\rho/l. \quad (12)$$

Уравнение (8) примет вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \mu E_r^0 \cdot \frac{\partial \rho}{\partial r} + \mu \left( \frac{\rho_0}{\epsilon_0} - \frac{E_z^0}{l} \right) \rho. \quad (13)$$

Разделяем переменные. Для этого положим

$$\rho = T(t) f(r). \quad (14)$$

Из (13) и (14) получим

$$1/T \cdot dT/dt = -\alpha. \quad (15)$$

Неизвестная пока константа  $\alpha$  должна быть больше нуля:  $\alpha > 0$ , иначе плотность зарядов будет неограниченно возрастать с течением времени, что не имеет физического смысла. Интегрируя (15) и учитывая, что при  $t \rightarrow \infty$   $\rho \rightarrow 0$ , получим

$$T = e^{-\alpha t}. \quad (16)$$

Из (14) и (16) при  $t = 0$  получим

$$f(r) = \rho^0(r). \quad (17)$$

Тогда

$$\rho = \rho_0 \cdot e^{-\alpha t}. \quad (18)$$

Подставив (18) в (13), получим

$$\mu E_r^0 \cdot \frac{\partial \rho_0}{\partial r} = \left( \frac{\mu E_z^0}{l - \alpha} \right) \rho_0 - \frac{\mu \rho_0^2}{\epsilon_0}. \quad (19)$$

Это уравнение накладывает ограничение на задаваемые функции  $\rho_0$ ,  $\bar{E}^0$ , что естественно, так как поле зависит от распределения  $\rho^0$  и  $\sigma^0$ .

Из (6) и (18) получим

$$\vec{j} = \vec{j}_0 e^{-\alpha}, \quad (20)$$

где

$$\vec{j}_0 = -\mu \rho^0 \bar{E}^0. \quad (21)$$

Подставив (20) в (5), получим

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = -j_z^0 e^{-\alpha}, \quad (22)$$

отсюда

$$\sigma = \sigma^0 + \left( \frac{j_z^0}{\alpha} \right) (e^{-\alpha} - 1). \quad (23)$$

Плотность осевших зарядов

$$\Delta \sigma = \left( \frac{j_z^0}{\alpha} \right) (e^{-\alpha} - 1). \quad (24)$$

При  $t \rightarrow \infty$  получим

$$\Delta \sigma_\infty = -\frac{j_z^0}{\alpha}; \quad (25)$$

$$j_z^0 = -\mu \rho^0 E_z^0. \quad (26)$$

При вычислении плотности тока следует учитывать, что  $\rho^0$  зависит от координаты  $z$ . В выражениях (23), (24), (25) следует брать плотность зарядов на поверхности диэлектрика. Там, где  $E_z < 0$ , отрицательные заряды будут отталкиваться полем от поверхности, и следует считать  $\rho^0 = 0$ . Там же, где  $E_z > 0$ , заряды прижимаются полем к поверхности, и следует считать  $\rho^0 = \rho$  - максимальным в слое.

Допустим, что все заряды в слое осядут на диэлектрик, тогда

$$\frac{l}{2} \int_0^\infty \rho^0(r) 2\pi r dr = - \int_0^\infty j_z^0 2\pi r dr / \alpha, \quad (27)$$

где введена средняя плотность зарядов

в слое  $\langle \rho \rangle = \rho^0 / 2$ . Отсюда

$$\alpha = - \frac{2 \int_0^\infty j_z^0 r dr}{l \int_0^\infty \rho^0 r dr}. \quad (28)$$

Постоянная времени

$$\tau = \frac{1}{\alpha} = - \frac{l \int_0^\infty \rho^0 r dr}{2 \int_0^\infty j_z^0 r dr}. \quad (29)$$

Граница пятна, как всегда, размыта, поэтому задавать ее можно только условно. Выбираем произвольно значение  $\sigma_{zp}$  - плотность зарядов на границе пятна. Тогда из (23) получим уравнение для границы пятна

$$\sigma_{zp} = \sigma^0 + \tau j_z^0 (e^{-t/\tau} - 1). \quad (30)$$

Дифференцируя (30) по  $t$ , получим

$$\frac{d\sigma^0}{dr} \dot{r} + \tau (e^{-t/\tau} - 1) \frac{dj_z^0}{dr} \dot{r} - e^{-t/\tau} j_z^0 = 0. \quad (31)$$

Отсюда находим скорость расширения пятна:

$$\dot{r}_{zp} = \frac{e^{-t/\tau} j_z^0}{d\sigma^0/dr + \tau (e^{-t/\tau} - 1) dj_z^0/dr}. \quad (32)$$

В процессе дозарядки пленки электрическое поле электродной системы играет стабилизирующую роль. Без него приповерхностный слой внутренними силами отталкивания рассеивался бы в окружающую среду, а не оседал на диэлектрике.

Рассмотренная модель поверхностной волны зарядов способствует развитию физических представлений о зарядовых барьерах, как о потенциальных электродах, позволяющих не только усилить поле на границе зарядового пятна, но и регулировать уровень предьонизации приповерхностного слоя газа путем выноса на периферию диффузной фазы газового разряда.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Журавлев О.А. Формирование стабилизирующих газовый разряд потенциальных барьеров на диэлектрической подложке в остронеоднородном внешнем поле // Тез.

- докл. VII конфер. по физике газового разряда.- Самара, 1994.- С. 32-33.
2. Формирование стабилизирующих газовый разряд приборьерных слоев в стационарной системе электродов острие - диэлектрическая пластина-экран / О.А. Журавлев, А.И. Федосов, В.П. Марков, А.В. Ивченко.- Самарск. гос. аэрокосмич. ун-т.- Самара, 1998.- 69 с.- Деп. в ВИНТИ, №2773-В98.
3. Джуварлы Ч.М., Вечхайзер Г.В., Леонов П.М. Электрический разряд в газовых включениях высоковольтной изоляции.- Баку: Элм.- 1983.- 193 с.

## **DEVELOPMENT OF CHARGES SURFACE WAVE MODEL OF DAMPING OUT CORONA DISCHARGE**

© 1999 V.P. Shorin, O.A. Zhuravlev, A.I. Fedosov, A.V. Ivchenko, V.P. Markov

Samara State Aerospace University

This paper presents an analytical description of the mechanism for formation of extensive charge structures, which were experimentally observed on dielectric single-side foiled films that form air gap with high voltage needle electrode in ambient air. Scientific importance of the studied issues is caused by solving of fundamental problem of gas discharges stabilizing within dense media.

Dynamics of powder electrographic structures is connected with charges wave excitation, which is caused by discharge of the ions of low-ionized surface layer. The proposed assumptions reduce the problem to description of process of potential texture conversion on electrostatic target during radiation treatment by beam of negative ions. Usage of mathematical methods for corona discharge allowed to obtain an equation, which binds the expansion velocity of charge structure and the constituent of ions current density that is a normal to the dielectric surface. However, sophistication of obtained equation caused the transferring to numerical solution.

## ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ СО-ЭИЛ С ВОЗБУЖДЕНИЕМ ОТ ФОРМИРУЮЩЕЙ ЛС-ЛИНИИ

© 1999 В.С. Казакевич, К.В. Морозов, А.Л. Петров, Г.Н. Попков

Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

Описывается электроионизационный СО-лазер (СО-ЭИЛ) с питанием основного разряда от формирующей ЛС-линии, что позволяет значительно снизить роль сверхупругих столкновений электронов разряда с колебательно-возбужденными молекулами СО. Обнаружено различие между временными зависимостями мощности излучения СО-ЭИЛ с питанием от формирующей ЛС-линии и СО-ЭИЛ с емкостным накопителем энергии. Показано, что при прочих равных условиях КПД СО-ЭИЛ с формирующей ЛС-линией ( $\eta \sim 22\%$ ,  $T = 140$  К для смеси  $\text{CO:N}_2 = 1:19$ ) выше КПД лазера с емкостным накопителем энергии ( $\sim 15\%$ ). Отмечается, что использование формирующей ЛС-линии делает возможным значительно увеличить число колебательно-вращательных линий в спектре излучения такого лазера по сравнению с СО-ЭИЛ с емкостным накопителем энергии. Обсуждается механизм этого различия. Делается вывод о том, что использование ЛС-линии для накачки позволяет значительно (до  $10^5$  раз) снизить вероятность разрушения титановой фольги, которая разделяет электронную пушку СО-ЭИЛ и разрядную камеру, по сравнению с СО-ЭИЛ с емкостным накопителем энергии.

Среди мощных электроразрядных лазеров замкнутого рабочего цикла основная роль до настоящего времени принадлежит электроразрядным  $\text{CO}_2$ -лазерам. Созданные в конце 60-х годов и непрерывно совершенствуемые, они широко используются в различных областях науки и техники. Высокие выходные характеристики в сочетании с относительной простотой устройства на долгие годы обеспечили постоянный интерес к этим лазерам. Однако, электроразрядным  $\text{CO}_2$ -лазерам становится все труднее, а иногда и просто невозможно, выполнять все возрастающие требования лазерной технологии. Это является причиной быстрого развития в последнее время других типов лазеров. Одним из таких перспективных типов лазеров для технологии может оказаться электроразрядный лазер на окиси углерода.

Созданный практически одновременно с  $\text{CO}_2$ -лазерами на базе однотипной техники, электроразрядный СО-лазер для реализации своих принципиально значительно более высоких выходных характеристик требует охлаждения рабочей среды до криогенных температур. В начале становления

лазерной технологии, в период быстрого развития и совершенствования  $\text{CO}_2$ -лазеров, работающих при комнатной температуре, это было большим недостатком. Именно поэтому в течении более чем двадцати лет, в то время как электроразрядные  $\text{CO}_2$ -лазеры широко использовались в лазерной технологии, разработка СО-лазеров ограничивалась лишь созданием лабораторных макетов.

Основная задача исследователей того времени состояла в изучении кинетики этого лазера и достижении его предельных выходных характеристик. К концу 70-х годов в некоторых лабораториях, в основном США и СССР, был выполнен ряд исследовательских и опытно-конструкторских работ по созданию мощных электроразрядных СО-лазеров с высокими выходными параметрами. Однако, открытый рабочий цикл электроразрядных СО-лазеров принципиально не позволял говорить о них, как о технологических лазерах.

Работы Самарского филиала ФИАН по созданию опытного образца электроионизационного лазера (СО ЭИЛ) на окиси углерода с закрытым рабочим циклом явились продолжением работ по СО-ЭИЛ, прово-

димых в лаборатории КРФ Физического института им. П.Н.Лебедева с 1972г. Развитие этих работ в СФ ФИАН и полученные при этом практические результаты позволили спроектировать и в 1990г. запустить импульсно-периодическую установку (ИП СО-ЭИЛ), на которой можно было бы проводить физические исследования и технологические эксперименты.

Помимо рекордно высокой эффективности излучения ( $\eta \sim 50\%$ ) и удельного энергопотребления (до  $150 \div 200$  Дж/л-Амага) [1-5], существует еще ряд причин, по которым ИП СО-ЭИЛ может представлять интерес для практического использования:

- на вдвое меньшей по сравнению с  $\text{CO}_2$ -лазером длине волны излучения СО-ЭИЛ значительно выше эффективность поглощения лазерного излучения обрабатываемым материалом;

- при одинаковых энергетических параметрах импульсов СО и  $\text{CO}_2$  – лазеров эффект экранировки излучения СО – лазера плазменным факелом, возникающим на поверхности обрабатываемого материала значительно ниже, чем для излучения  $\text{CO}_2$  – лазера;

- физика процессов, происходящих в активной среде СО-ЭИЛ при импульсной накачке, позволяет получать в режиме свободной генерации импульсы излучения с мощностью от нескольких десятков киловатт до единиц мегаватт при относительно небольшом изменении мощности возбуждения;

- очень широкий спектр излучения импульсного СО – ЭИЛ ( $\lambda \sim 5-6.3$  мкм излучение основной частоты,  $\lambda \sim 2.7-3.3$  мкм – излучение первого обертона) делает перспективным его использование в лазерохимии.

Вместе с тем, СО-ЭИЛ свойственны два крупных недостатка. Об одном из них, характерном для СО – ЭИЛ, принципиальной необходимости глубокого охлаждения активной среды, говорилось выше. Второй недостаток, свойственный всем ЭИЛ – это низкая надежность выходного окна электронной пушки. При этом если первый недостаток определяется физикой процессов, происходящих в активной среде СО – ЭИЛ, то второй – представляет чисто техническую проблему. Од-

нако без решения этой технической проблемы электроионизационные лазеры (не только СО-ЭИЛ!) рискуют навсегда остаться лишь лабораторными установками. При этом актуальность решения этих задач для ИП СО-ЭИЛ связана с тем, что только практическая реализация высоких выходных характеристик при высокой надежности установки делает этот технически сложный тип лазеров (при средней мощности излучения до 15-20 кВт) привлекательным для использования в промышленности.

Таким образом, при разработке и проектировании ИП СО-ЭИЛ перед нами стояло две основные задачи: обеспечить достаточно высокую надежность работы установки при сохранении высокой эффективности ее работы.

На первом этапе работы были проведены исследования зависимости эффективности работы СО-ЭИЛ от длительности импульса возбуждения с целью выбора оптимальных условий накачки.

Само существование зависимости выходных энергетических характеристик СО-ЭИЛ в режиме свободной генерации от длительности импульса возбуждения связано с теми элементарными процессами, которые протекают в его активной среде при импульсной накачке. С одной стороны, для достижения порога генерации в СО-ЭИЛ необходимо создать определенный запас колебательных квантов, что, при заданной мощности возбуждения, требует импульса накачки определенной длительности. С другой стороны, увеличение длительности импульса возбуждения, помимо роста вкладываемой в колебательные степени свободы молекул СО энергии, будет приводить к росту температуры активной среды, что приведет к уменьшению величины коэффициента усиления слабого сигнала и, как следствие, ухудшению генерационных характеристик лазера. Поэтому со стороны короткой накачки при заданной мощности, вкладываемой в разряд, минимальная длительность возбуждения определяется условием достижения порога генерации, а со стороны больших длительностей возбуждения накачка СО-ЭИЛ ограничена пере-

гревом рабочей среды.

Из сказанного следует, что для СО-ЭИЛ в данных условиях постановки эксперимента должна существовать оптимальная с точки зрения достижения максимального КПД величина длительности импульса возбуждения.

Эксперименты проводились на имеющейся в СФ ФИАН моноимпульсной лазерной установке с активным объемом  $100 \times 5 \times 3 \text{ см}^3$ . Резонатор лазера длиной 150 см был образован глухим медным зеркалом с радиусом кривизны 500 см и плоскопараллельной пластиной из AsGa с коэффициентом отражения 50% с просветляющим интерференционным покрытием. Плотность рабочей среды (СО: $N_2=1:9$ ) составляла  $0.5 \text{ Амага}$ . Температура газа (90 К) поддерживалась с помощью системы принудительной вентиляции с точностью  $\pm 1 \text{ К}$ . Трехкаскадный генератор Аркадьева-Маркса с ударной емкостью  $0.13 \text{ мкФ}$  обеспечивал напряжение  $150 \div 180 \text{ кВ}$  на катоде электронной пушки в течение импульса длительностью  $10 \div 500 \text{ мкс}$ . Меняя мощность накала катода, можно было изменять плотность тока электронного пучка  $j$  за алюминиевой фольгой толщиной  $40 \text{ мкм}$  до  $10 \text{ МА/см}^2$ , что позволяло изменять величину

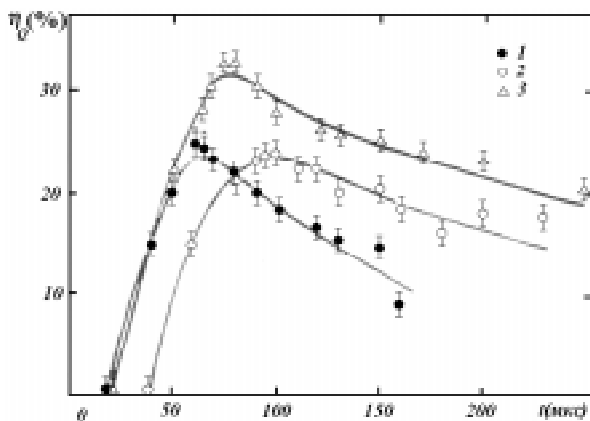


Рис. 1. Зависимость КПД генерации  $\eta_0$  от длительности импульса возбуждения при различных значениях приведенной напряженности электрического поля  $E/N$ . Плотность тока электронного пучка  $j = 3 \text{ МА/см}^2$   
 ● -  $E/N = 3.5 \text{ кВ/см} \times \text{Амага}$ ,  $P_{\text{вл.}} = 3.5 \text{ кВт/см}^3 \times \text{Амага}$   
 Δ -  $E/N = 3.1 \text{ кВ/см} \times \text{Амага}$ ,  $P_{\text{вл.}} = 3.0 \text{ кВт/см}^3 \times \text{Амага}$   
 7 -  $E/N = 2.5 \text{ кВ/см} \times \text{Амага}$ ,  $P_{\text{вл.}} = 2.0 \text{ кВт/см}^3 \times \text{Амага}$

мощности накачки  $P_{\text{вл.}}$  вкладываемой в разряд энергии. Емкость батареи конденсаторов основного разряда равнялась  $C = 66 \text{ мкФ}$ .

На рис. 1 представлена зависимость  $\eta_0$  КПД генерации от длительности импульса возбуждения, измеренная при разных значениях величины приведенной начальной напряженности  $E_{e.f}/N$  электрического поля ( $N$  - плотность молекул в среде). Как и следовало ожидать, с момента достижения порога КПД генерации быстро растет, достигая максимального значения, а затем падает. Причем этот спад происходит быстрее при больших начальных значениях величины приведенной напряженности электрического поля  $E_{e.f}/N$ . Так, при

$E_{e.f}/N = 2.5 \text{ кВ/см} \times \text{Амага}$  КПД генерации падает вдвое от своего максимального значения за  $180 \text{ мкс}$ , в то время как при

$E_{e.f}/N = 3.5 \text{ кВ/см} \times \text{Амага}$  это происходит за  $100 \text{ мкс}$ . Полученные результаты могут быть объяснены, исходя из существующей модели заселения колебательных уровней молекулы СО в электрическом разряде [4,6]. Достижение порога генерации в СО-ЭИЛ требует создания определенного запаса колебательных квантов. При прочих равных условиях, с увеличением мощности накачки время достижения порога генерации будет уменьшаться. Так, порог генерации при  $E_{e.f}/N = 2.5 \text{ кВ/см} \times \text{Амага}$  ( $P_{\text{вл.}} = 2 \text{ кВт/см} \times \text{Амага}$ ) достигается за  $40 \text{ мкс}$ . Увеличение начального значения  $E_{e.f}/N$  до  $3.1 \text{ кВ/см} \times \text{Амага}$  ( $P_{\text{вл.}} = 3 \text{ кВт/см} \times \text{Амага}$ ) приводит к уменьшению времени достижения порога генерации вдвое - до  $20 \text{ мкс}$ . С другой стороны, уменьшение времени достижения порога генерации с ростом мощности накачки

ки должно быть ограничено временем V-V обмена между колебательными уровнями молекулы CO. Действительно, с увеличением  $E_{e.f}/N$  до  $3.5 \text{ кВ/см} \times \text{Амага}$  ( $P_{\text{вл.}} = 3.5 \text{ кВ/см} \times \text{Амага}$ ) время достижения порога генерации практически не увеличивается.

Как отмечалось выше, при заданной мощности накачки уменьшение величины КПД при больших длительностях возбуждения должно быть связано с перегревом смеси. Особенно сильно этот эффект проявляется с ростом мощности возбуждения. Например, в том диапазоне значений  $E_{e.f}/N$  при которых проводились эксперименты ( $E_{e.f}/N = 2.5\text{-}3.5 \text{ кВ/см} \times \text{Амага}$ ), эффективность возбуждения колебательных уровней молекулы CO монотонно растет с ростом  $E_{e.f}/N$  [7], а КПД генерации достигал своего максимального значения ( $\eta_Q = 33\%$ ) при  $E_{e.f}/N = 3.1 \text{ кВ/см} \times \text{Амага}$ . Это связано с тем, что небольшое увеличение эффективности накачки

колебательных уровней молекулы CO с ростом  $E_{e.f}/N$  не может компенсировать влияния роста температуры газа за счет увеличения мощности возбуждения. Этот вывод подтверждается результатами эксперимента, в котором мощность накачки варьировалась изменением величины ионизации активной среды лазера (Рис.2). Как видно из рис.2, с увеличением мощности возбуждения абсолютное значение величины КПД незначительно растет, достигая величины  $\eta_Q = 33\%$  ( $P_{\text{вл.}} = 5.5 \text{ кВт/см}^3 \times \text{Амага}$ ,  $j = 5 \text{ мА/см}^2$ ), и одновременно происходит резкое сужение того диапазона длительностей накачки, в котором наблюдается этот высокий КПД.

Так, при указанных выше значениях мощности накачки, КПД генерации падает вдвое от максимального при увеличении длительности накачки на 40 мкс. С другой стороны, при накачке лазера импульсами малой мощности ( $P_{\text{вл.}} = 1 \text{ кВт/см}^3 \times \text{Амага}$ ,  $j = 0.9 \text{ мА/см}^2$ ), эта величина остается практически постоянной в течение ~300 мкс.

При проведении экспериментов была выявлена очень интересная и практически важная закономерность, связанная с выбором оптимальной в данных условиях возбуждения длительности накачки. Эта закономерность выявилась при анализе временных характеристик излучения.

Форма импульсов излучения СО-ЭИЛ в зависимости от длительности импульсов накачки представлена на рис.3а-в. Как отмечалось ранее [8-10,1], конец импульса накачки характеризуется особенностью - всплеском генерации. Следует отметить, что если при мощной накачке происходит снижение мощности генерации к концу импульса возбуждения, то работа СО-ЭИЛ при малых уровнях накачки происходит практически без снижения интенсивности генерации. Как видно из рис 3а-в, основная энергия генерации СО-ЭИЛ излучается после прекращения накачки. Сами же условия, которые обуславливают величину этой энергии

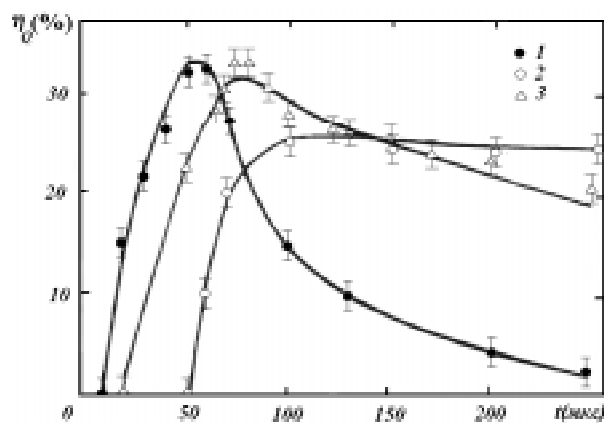


Рис. 2. Зависимость КПД генерации  $\eta_Q$  от длительности импульса возбуждения при различных значениях ионизации активной среды. Приведенная напряженность электрического поля  $E/N = 3.1 \text{ кВ/см} \times \text{Амага}$

- -  $j = 5 \text{ мА/см}^2$ ,  $P_{\text{вл.}} = 5.5 \text{ кВт/см}^3 \times \text{Амага}$
- △ -  $j = 3 \text{ мА/см}^2$ ,  $P_{\text{вл.}} = 3.0 \text{ кВт/см}^3 \times \text{Амага}$
- 7 -  $j = 0.9 \text{ мА/см}^2$ ,  $P_{\text{вл.}} = 1.0 \text{ кВт/см}^3 \times \text{Амага}$



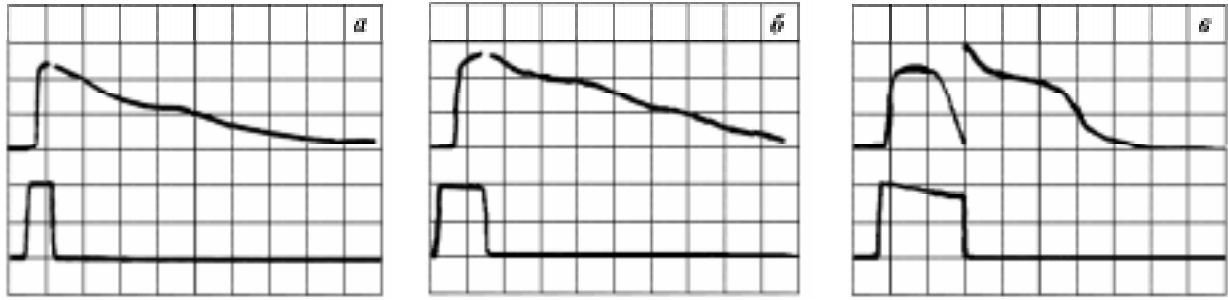


Рис.3. Осциллограмма изменения мощности излучения СО-ЭИЛ от времени (верхняя кривая) при различных условиях возбуждения. Нижняя кривая – осциллограмма импульса напряжения на катоде электронной пушки.  $E/N = 3.1 \text{ кВ/см} \times \text{Амага}$

- а) -  $t_{\text{вл.}} = 30 \text{ мкс}$ ,  $Q_{\text{вл.}} = 90 \text{ Дж/л} \times \text{Амага}$ ,  $j = 3 \text{ мА/см}^2$ , развертка – 50 мкс/дел  
 б) -  $t_{\text{вл.}} = 75 \text{ мкс}$ ,  $Q_{\text{вл.}} = 220 \text{ Дж/л} \times \text{Амага}$ ,  $j = 3 \text{ мА/см}^2$ , развертка – 50 мкс/дел  
 в) -  $t_{\text{вл.}} = 100 \text{ мкс}$ ,  $Q_{\text{вл.}} = 560 \text{ Дж/л} \times \text{Амага}$ ,  $j = 5 \text{ мА/см}^2$ , развертка – 50 мкс/дел

и, в конечном счете, эффективность  $\eta_Q$  - температура активной среды и населенность колебательных уровней - создаются в процессе возбуждения и определяются в момент  $t_{\text{вл}}$  прекращения накачки. Поскольку отражением этих меняющихся в процессе накачки условий является мощность генерации  $P_{\text{ген}}(t_{\text{вл.}})$  лазера, то оказывается, что возбуждение СО-ЭИЛ импульсами с длительностью  $t_{\text{вл.}}$ , при накачке которыми достигается максимальная величина  $P_{\text{ген.}}$ , и есть условие, при котором достигается максимальная величина эффективности  $\eta_Q$ . Продолжение накачки хотя и увеличивает удельный энерговклад, однако, ведет лишь к снижению КПД СО-ЭИЛ. Очевидно, однако, что перегрев рабочей смеси не может являться прямой причиной снижения КПД СО-ЭИЛ, поскольку после прекращения накачки, мощность излучения не только достигает своего первоначального значения, но может и превышать его (Рис.3в).

Таким образом, если работа СО-ЭИЛ с максимальной эффективностью требует реализации условий, при которых не наблюдается спад мощности излучения в процессе накачки, необходимо установить причину этого спада.

Анализ результатов показал, что причиной снижения мощности генерации к концу импульса накачки является наличие ударов второго рода (сверхупругих столкновений) в плазме электроионизационного разряда. В этом случае полученные результаты можно объяснить следующим образом. На первом (см. рис. 3в), начальном этапе возбуждения, когда колебательные уровни молекул не заселены и колебательная температура  $T_v$  уровней низка, происходит эффективная передача энергии от электронов разряда, имеющих среднюю энергию  $E_{0e}$  (электронную температуру  $T_e$ ), которая определяется в основном приведенной напряженностью поля  $E_{e.f}/N$ , к невозбужденным молекулам СО и создается инверсная населенность. Поскольку на этом этапе колебательная температура  $T_v$  на всех уровнях молекулы СО меньше средней температуры  $T_e$ , влияние ударов второго рода не проявляется. Этот этап характеризуется ростом колебательной температуры  $T_v$  высоко расположенных уровней и ростом мощности излучения.

На втором этапе, когда происходит выравнивание температур  $T_e$  и  $T_v$ , начинают

сказываться удары второго рода. Часть запасенной колебательной энергии отбирается электронами разряда. На этом этапе рост мощности излучения замедляется, достигая максимума.

На третьем этапе, когда из-за разряда батареи конденсаторов температура  $T_e$  продолжает снижаться, а колебательно-колебательный (V-V) обмен молекул стремится увеличить инверсную населенность уровней и соответственно колебательную температуру  $T_v$ , в полной мере начинают проявляться эффекты, связанные с ударами второго рода. На данном этапе эти эффекты стремятся выровнять температуры  $T_v$  и  $T_e$ . Третий этап характеризуется падением мощности излучения вплоть до окончания действия импульса накачки.

На четвертом, последнем этапе, когда прекращается накачка, т. е. прекращается возбуждение нижних колебательных уровней электронным ударом, на фоне продолжающихся процессов VV - обмена и VT-релаксации происходит сначала рост мощности генерации, а затем ее падение.

Полученные результаты позволяют сделать важный в практическом отношении вывод: оптимальная накачка возможна лишь при выполнении для всех колебательных уровней условия  $T_e \gg T_v$ , которое, вообще говоря, не выполняется в СО-ЭИЛ в течение всего импульса возбуждения при использовании емкостных накопителей энергии. С уменьшением газовой температуры  $T$  величина приведенной напряженности электрического поля  $E_{e.f} / N$ , для которой несущественны удары второго рода, возрастает. Однако при накачке СО-ЭИЛ, осуществляемой рядом батареи конденсаторов, эти условия трудно реализовать в полной мере. При небольшой емкости батареи конденсаторов начальное напряжение может превысить статическое напряжение пробоя, а при достаточно большой емкости остаточная энергия, запасенная в батарее, оказывается настолько

большой (до  $\sim 80\%$ ), что вероятность электрического пробоя разрядного промежутка после импульса накачки, вызывающего разрушение разделительной фольги, значительно увеличивается. С этой точки зрения наилучшим может оказаться режим питания СО-ЭИЛ при разряде искусственной формирующей LC-линии на согласованную нагрузку. Очевидно, что полученная в этих условиях форма импульса излучения не должна иметь характерного “провала”.

Использование емкостных накопителей энергии при создании и исследовании экспериментальных СО-ЭИЛ в конце 70-х – начале 80-х годов было обусловлено несколькими причинами. Во-первых, существовавшие к моменту проведения экспериментов теоретические представления о работе СО-ЭИЛ требовали лишь того, чтобы накачка газовой среды осуществлялось при таких значениях  $E_{e.f} / N$ , при которых обеспечивается эффективное возбуждение колебательных уровней [11,7], а поскольку этот диапазон  $E_{e.f} / N$  достаточно широк, использование емкостных накопителей энергии оказывалось вполне оправданным. Во-вторых, емкостной накопитель как источник энергии очень удобен, так как не требует согласования с сопротивлением разрядного промежутка, которое при проведении исследовательских работ может изменяться в широких пределах. И, наконец, в-третьих, немаловажной

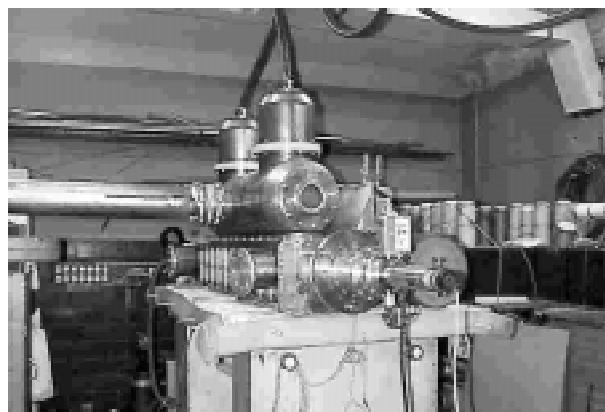


Рис.4. Внешний вид импульсно-периодического электроионизационного СО-лазера замкнутого цикла без теплоизоляционной защиты

причиной являлось также то, что данный импульсный источник питания технически наиболее прост в исполнении и реализуется с минимальными материальными затратами.

Таким образом, на создаваемом в СФ ФИАН импульсно-периодическом электроионизационном СО –лазере в качестве источника питания основного разряда была выбрана искусственная формирующая  $LC$  -линии лестничного типа. Результаты последующих исследований показали правильность такого выбора.

Лазерная установка (Рис.4) позволяла работать с максимальной длительностью импульсов накачки  $\sim 90$  мкс при частоте следования импульсов до 10 Гц. Отсутствие криогенного теплообменника с необходимыми параметрами ограничивало среднюю мощность генерации в импульсно-периодическом режиме на уровне 1 кВт. Формирующая линия с волновым сопротивлением  $\rho = 17.3$  Ом была разработана и изготовлена на основе конденсаторов ИК-100 - 0.4 с емкостью  $C = 0.4$  мкФ и катушек с индуктивностью  $L = 120$  мкГн. Максимальная приведенная напряженность электрического поля  $E_{e.f} / N$  составляла 4 кВ/см $\times$ Амага. В экспериментах использовался неустойчивый резонатор с коэффициентом увеличения  $M = 1.4$ . Переднее и заднее медные зеркала имели соответственно диаметры 65 и 120 мм и радиусы кривизны  $R = 4$  и 19 м. Объем разрядного промежутка ( $9 \times 9 \times 100$  см $^3$ ) на 27% превышал объем резонатора. Температура и плотность рабочей среды (смесь СО :  $N_2 = 1 : 9(19)$ ) составляли соответственно 140К и 0.5 Амага. Тепловая развязка резонатора обеспечивалась с помощью двойных  $CaF_2$  -окон на выходе резонатора с вакуумированным промежутком между ними. Юстировка резонатора СО-ЭИЛ осуществлялась с помощью внешнего He - Ne-лазера, излучение которого проходило через отверстие диаметром 1 мм в заднем зеркале. Во время работы лазера через это отверстие с помощью фотоспротивления Ge - Au регистрировались временные характеристики излучения СО-ЭИЛ (рис. 5)

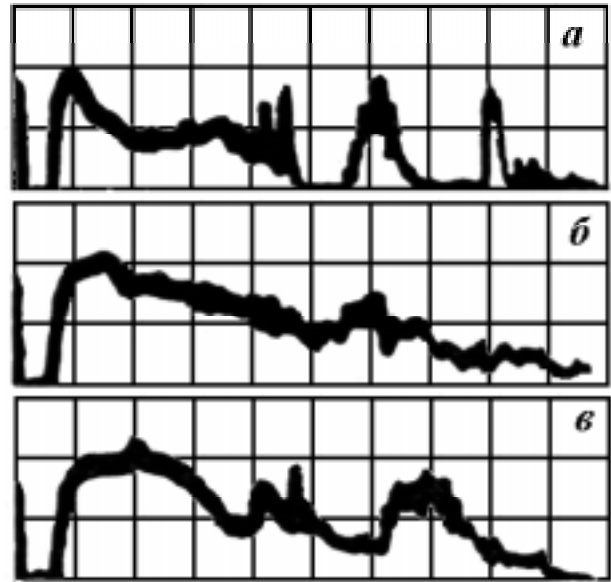


Рис. 5. Форма импульсов излучения СО-ЭИЛ с питанием от формирующей  $LC$ -линии при длительностях накачки  $t_p = 21$  (а), 42 (б) и 63 мкс (в). Смесь СО:  $N_2 = 1:9$ ,  $T = 140$  К,  $P_{in} = 2.6$  кВт/см $^3 \times$  Амага, развертка - 50 мкс/дел

при различных длительностях накачки  $\tau_p$ .

Как видно из рис. 5.в, мощность излучения СО-ЭИЛ при накачке от формирующей  $LC$  -линии, после достижения своего максимального значения ( $\sim 200$  кВт) постоянно в течение всего импульса возбуждения. Небольшой спад мощности излучения ( $\sim 5\%$ ) наблюдался лишь при самой большой в наших условиях длительности накачки  $\sim 90$  мкс. Эта ситуация качественно отличается от той, которая имеет место в СО-ЭИЛ с емкостными накопителями энергии, когда наблюдается заметный “провал” мощности излучения ( $\sim 100\%$ ) к концу импульса накачки в широком диапазоне длительностей возбуждения. Анализируя временные характеристики излучения СО-ЭИЛ, следует также отметить факт, на который ранее внимание не обращалось: форма импульса излучения лазера во время накачки гораздо более плавная, чем после прекращения накачки (рис.5). Этот факт характерен для накачки как от формирующей линии, так и от емкостных накопителей энергии [3,12,13]. Отмеченные особенности временных характеристик излучения также могут быть объяснены при учете существования сверхупругих соударений в активной среде

СО-ЭИЛ в процессе возбуждения. Для многоуровневой системы, какой является молекула окиси углерода, всплеск генерации на каком-либо колебательно-вращательном переходе в любом случае означает резкое возрастание колебательной температуры молекул, находящихся в соответствующих колебательных состояниях. При этом, поскольку электронная температура  $T_e$ , определяемая приведенной напряженностью электрического поля, в условиях, типичных для работы СО-ЭИЛ, редко превышает  $\sim 8000\text{K}$  [7], легко реализуются условия, при которых данная колебательная температура превышает электронную, что приводит к резкой интенсификации процессов сверхупругих соударений и снижению колебательной температуры. Таким образом, электроны разряда как бы “следят” за тем, чтобы колебательная температура уровней не испытывала резких скачков. Именно поэтому во время импульса накачки форма импульса излучения имеет вид плавной кривой. Окончание возбуждения рабочей среды приводит к исчезновению электронов накачки и прекращению “контроля” за колебательной температурой уровней. В этом интервале времени совокупность процессов VV-обмена, VT-релаксации, спонтанного, вынужденного излучения и газовой динамики может значительно усложнить временную форму импульса излучения.

Тот факт, что при накачке от формирующей LC-линии мощность генерации в течение импульса возбуждения постоянна, может быть объяснен тем, что колебательная энергия, запасенная на рабочих уровнях, является слабо меняющейся величиной [14], а уход энергии из системы колебательных уровней в результате VT-релаксации и сверхупругих соударений электронов разряда и колебательно-возбужденных молекул при выбранных нами начальных условиях накачки несущественен. В этих условиях выходная мощность излучения целиком определяется мощностью накачки. Поэтому при постоянной мощности возбуждения мощность излучения также будет постоянной, и лишь при больших длительностях накачки, когда в результате нагрева среды начинает сильнее проявлять-

ся эффект VT-релаксации, наблюдается небольшое снижение мощности излучения к концу импульса возбуждения. Выбор нами начальных условий накачки, при которых несущественно влияние сверхупругих соударений, приводит к тому, что мощность излучения СО-ЭИЛ после прекращения накачки никогда не превышает мощность излучения в процессе возбуждения. А быстрое прекращение накачки проявляется лишь в появлении в этот момент небольшого “всплеска” на импульсе излучения, особенно хорошо заметном при “длинной” (свыше 50 мкс) накачке (рис. 5в). Важно отметить, что такой же небольшой “всплеск” на импульсе излучения дают и теоретические расчеты, учитывающие удары второго рода [15].

Наличие или отсутствие в процессе возбуждения сверхупругих соударений оказывает влияние и на выходные энергетические характеристики излучения СО-ЭИЛ. Поскольку при прочих равных условиях вероятность сверхупругих взаимодействий растет с ростом номера колебательного уровня, то использование в качестве накопителя энергии искусственной формирующей линии позволяет в момент окончания накачки получить населенность высокорасположенных колебательных уровней, более высокую, чем

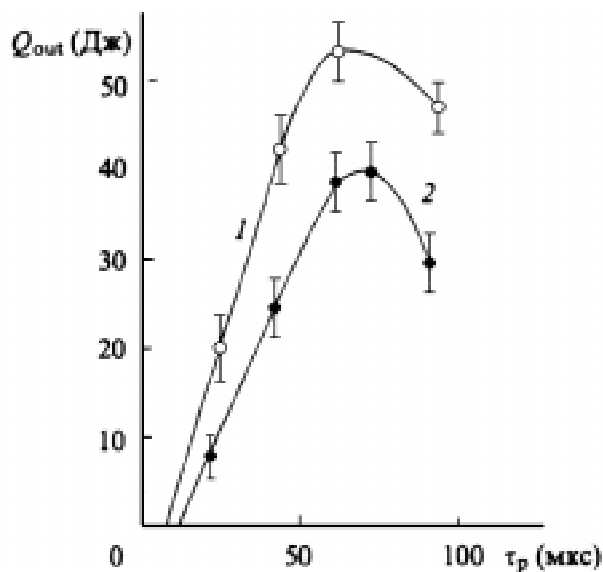


Рис. 6. Зависимость энергии импульсов излучения СО-ЭИЛ  $Q_{\text{изл}}$  от длительности импульсов возбуждения  $t_p$  при начальном напряжении на формирующей LC-линии  $U_0 = 31 \text{ кВ}$  (1) и  $27 \text{ кВ}$  (2) (смесь  $\text{CO:N}_2=1:9$ ,  $T=140\text{K}$ )

та, которая может быть реализована при применении емкостных накопителей энергии. Таким образом, общий запас энергии в системе колебательных уровней при использовании искусственной формирующей линии оказывается выше, чем при применении емкостных накопителей, что, безусловно, должно сказываться на выходных энергетических характеристиках излучения СО-ЭИЛ.

Сказанное подтверждает анализ выходных энергетических характеристик СО-ЭИЛ. Зависимость энергии импульсов излучения лазера от длительности импульсов возбуждения при накачке от формирующей  $LC$ -линии представлена на рис.6. Видно, что после достижения порога генерации выходная энергия линейно растет с ростом длительности накачки вплоть до определенного момента, а затем резко падает. Этот момент, различный для разных удельных мощностей накачки, определяется, очевидно, началом возрастающего влияния VT-релаксации и связан с перегревом лазерной смеси.

Максимальная выходная энергия излучения определяется рабочим напряжением на разрядном промежутке, т. е. мощностью накачки, и в условиях проведения эксперимента растет с ростом этих величин. Максимальная выходная энергия в импульсе, достигнутая на данной установке к настоящему времени, составляет 360 Дж при физическом КПД  $\eta = 22\%$  ( $T = 140\text{ K}$ , смесь  $\text{CO:N}_2 - 1:19$ ).

Следует обратить внимание на то, что указанная эффективность импульсного СО-ЭИЛ наибольшая из известных нам при данной рабочей температуре. Таким образом, накачка СО-ЭИЛ в условиях, обеспечивающих значительное снижение роли сверхупругих взаимодействий, при прочих равных условиях позволяет достигнуть больших КПД излучения. Полученный результат представляет очевидный практический интерес, так как позволяет в ряде случаев отказаться от использования жидкого азота в качестве хладагента и перейти к применению в импульсно-периодических СО-ЭИЛ более дешевых фреоновых холодильников при сохранении достаточно высокой эффективности генерации.

Существенное влияние способ накачки влияет также на спектр излучения ИП СО-ЭИЛ. Сама возможность влияния сверхупругих соударений на спектр излучения СО-ЭИЛ обуславливается тем, что спектр излучения очень сильно зависит от степени возбуждения (колебательной температуры) колебательных уровней. Даже незначительные изменения в степени возбуждения этих уровней могут привести к появлению или исчезновению целых колебательных полос излучения, изменению числа вращательных подуровней в пределах одной полосы, перераспределению энергии по спектру.

Наблюдение и идентификация колебательно-вращательных переходов в спектре излучения СО-ЭИЛ с точностью до  $0.1\text{ см}^{-1}$  проводились по методике, представленной в работе [16]. Разложение в спектр лазерного излучения осуществлялось дифракционной решеткой  $100 \times 150\text{ мм}$  ( $d = 100\text{ мм}^{-1}$ ), спектр регистрировался в фокальной плоскости вогнутого сферического зеркала с  $f = 4\text{ м}$ .

Сравнение спектров излучения СО-ЭИЛ- $LC$  (рис.7а) и СО-ЭИЛ с емкостным

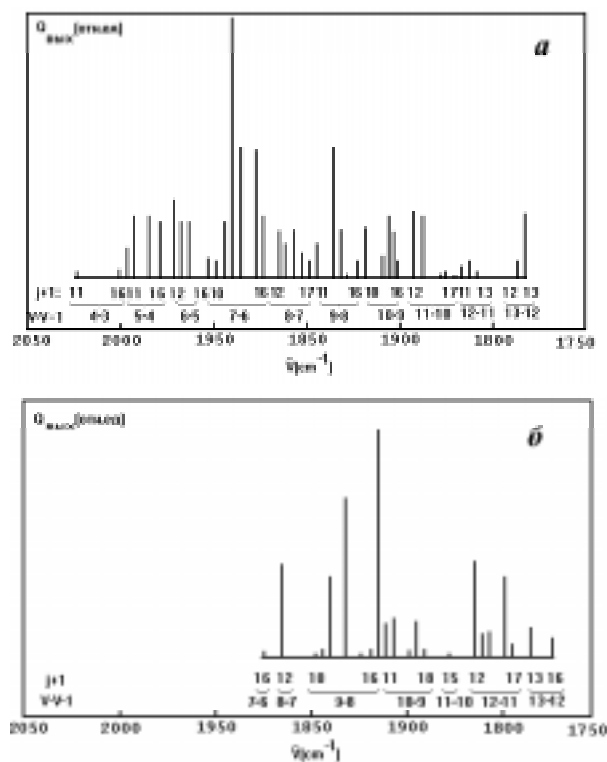


Рис.7. Спектр излучения СО-ЭИЛ- $LC$  (а) с питанием от формирующей  $LC$ -линии и СО-ЭИЛ- $C$  (б) с питанием от емкостного накопителя энергии при  $\text{CO:N}_2 = 1:9$ ,  $T = 140\text{ K}$  (а),  $T = 100\text{ K}$  (б)

накопителем энергии (СО-ЭИЛ-С) (рис.7б) выявляет их существенное различие [16]. Во-первых, несмотря на то, что энергоклады в рабочую среду в обоих случаях практически одинаковы (360 и 350 Дж/л×Амага), а начальная температура среды в СО-ЭИЛ-С ниже (~100К), при одинаковом пороговом коэффициенте усиления спектр излучения СО-ЭИЛ-С оказывается существенно шире, причем это расширение происходит в коротковолновую область. Во-вторых, максимум распределения энергии по спектру также сдвинут в сторону меньших длин волн. Как мы полагаем, такое различие также объясняется влиянием расселения сильно возбужденных колебательных уровней молекулы СО электронным ударом в процессе возбуждения СО-ЭИЛ-С. Известно, что высокий КПД в СО-ЭИЛ-С обеспечивается при удельном энергокладе 400÷800 Дж/л×Амага [5]. Однако при возбуждении СО-ЭИЛ-С часть этой энергии накачки через сверхупругие соударения должна превращаться в тепло, снижая эффективность работы СО-ЭИЛ. Очевидно, что чем ниже электронная температура в разряде, тем значительнее этот эффект.

Расчеты показывают [17], что в СО-ЭИЛ-С электронная температура  $T_e$ , равная в начале импульса накачки 7200 К, к концу импульса возбуждения (через 90 мкс) возростала до 8500 К. В случае СО-ЭИЛ-С электронная температура изменялась от 5900 К в начале импульса накачки до 6200 К в конце импульса возбуждения (через 50 мкс). Этот рост не столь велик, что связано с заметным падением напряженности электрического поля при разряде батареи конденсаторов с  $E_{e.f} / N = 3 \text{ кВ/см} \times \text{Амага}$  в начале импульса накачки до 1.7кВ/см-Амага в его конце. Таким образом, развитие генерации в СО-ЭИЛ-С происходило на фоне более низкой электронной температуры, что, как следствие влияния ударов второго рода, обуславливало меньшее возбуждение колебательных уровней. Предполагая, как и в [11], что распределение молекул СО по колебательным уровням совпадает с триноровским распределением [6] от нулевого вплоть до нижнего

колебательного уровня  $\nu_{\min}$  (минимум триноровского распределения близок к этому уровню), участвующего в генерации, можно определить эффективную колебательную тем-

пературу  $\theta_1^* = T / 2\delta\nu_{\min}$  ( $\delta = 0.0059$ ),

характеризующую триноровское распределение молекул СО. Простые расчеты показывают, что для выбранных условий работы СО-ЭИЛ-С и СО-ЭИЛ-С эффективная колеба-

тельная температура  $\theta_1^*$  была равна соответственно 1700К и 4500 К. В этих условиях становится понятно, почему при одинаковых энергокладах и пороговых коэффициентах усиления спектр излучения СО-ЭИЛ-С шире и богаче спектра излучения СО-ЭИЛ-С. Более высокая колебательная температура уровней, т. е. большая степень колебательного возбуждения, обеспечивает большие коэффициенты усиления слабого сигнала для колебательно-вращательных переходов.

Итак, в условиях возбуждения, когда обеспечиваются одинаковые удельный энергоклад и пороговый коэффициент усиления, накачка СО-ЭИЛ-С позволяет получить генерацию в более широком спектральном диапазоне и на большем числе колебательно-вращательных переходов, чем в случае СО-ЭИЛ-С. Так, в экспериментах, выполненных на СО-ЭИЛ-С, генерация наблюдалась на 41 колебательно-вращательном переходе в спектральном диапазоне 1779÷2021 см<sup>-1</sup>, что соответствовало колебательным переходам  $\nu \rightarrow \nu - 1:4 \rightarrow 3, \dots, 13 \rightarrow 12$ . В СО-ЭИЛ-С [16] генерация наблюдалась на 23 колебательно-вращательных переходах в спектральном диапазоне 1771÷1923 см<sup>-1</sup>, что соответствовало колебательным переходам  $\nu \rightarrow \nu - 1:7 \rightarrow 6, \dots, 13 \rightarrow 12$ .

Как отмечалось выше, крупным недостатком емкостных накопителей энергии является большая вероятность пробоя разрядного промежутка СО-ЭИЛ после импульса накачки с последующим разрушением разделительной фольги. Использование формирующей LC-линии для питания разряда в

импульсном СО-ЭИЛ позволяет практически полностью избежать этого негативного последствия пробоя. Хотя в течение импульса накачки пробой разрядного промежутка по-прежнему возможен, однако характер этого пробоя меняется: из-за рассогласования волнового сопротивления линии и сопротивления нагрузки электрическая мощность в канале пробоя уменьшается, а сам процесс пробоя растягивается на несколько сотен микросекунд. При этом следует иметь в виду и то, что для обеспечения одинаковых условий накачки энергия, запасенная в формирующей  $LC$ -линии, должна быть в несколько раз меньше энергии, запасенной в емкостном накопителе. Все это ведет к снижению последующего теплового воздействия на фольгу в процессе пробоя и резко увеличивает надежность работы всей лазерной установки в целом. Можно ввести величину  $m$ , равную отношению среднего числа импульсов накачки (в импульсно-периодическом режиме) при использовании формирующей  $LC$ -линии к среднему числу импульсов накачки при применении емкостного накопителя, которые можно осуществить до разрушения фольги и выхода СО-ЭИЛ из строя. Анализ работы данного импульсно-периодического СО-ЭИЛ и имеющегося в нашем распоряжении моноимпульсного СО-ЭИЛ с активным объемом  $\sim 1$  л позволяет установить, что  $m \sim 10^5$ . При этом фактически причиной разрушения фольги становится не пробой разрядного промежутка, а невнимательность оператора, допускающего работу электронной пушки СО-ЭИЛ в нерасчетном режиме. Использование систем блокировки на промышленном образце электронной пушки, на наш взгляд, разрешило бы и эту проблему.

Таким образом, полученные результаты позволяют сделать следующие выводы:

1. создан прообраз технологического импульсно-периодического СО-ЭИЛ, в котором использование для накачки формирующей  $LC$ -линии позволяет значительно снизить роль сверхупругих столкновений электронов разряда и колебательно-возбужденных молекул СО;

2. при прочих равных условиях КПД СО-ЭИЛ, использующего формирующую  $LC$ -линию ( $\eta = 22\%$  при  $T = 140$  К для смеси СО : N<sub>2</sub> = 1:9), выше КПД лазера с емкостными накопителями энергии ( $\sim 15\%$ );

3. использование формирующей  $LC$ -линии дает возможность в ряде случаев перейти к технически более простым фреоновым холодильникам при сохранении достаточно высокой эффективности генерации;

4. различия в спектрах излучения электроионизационных СО-лазеров, в которых используются разные схемы импульсного питания, могут быть объяснены влиянием сверхупругих соударений электронов разряда с колебательно-возбужденными молекулами СО. Большая приведенная напряженность электрического поля при работе СО-ЭИЛ- $LC$  по сравнению с СО-ЭИЛ-С позволяет уменьшить влияние сверхупругих соударений и, соответственно, достичь большей колебательной температуры уровней. Например, в наших экспериментах эффективная колебательная температура  $\theta_1^*$ , характеризующая триновское распределение молекул СО по колебательным уровням, оказалась равной 4500К для СО-ЭИЛ- $LC$  и 1700 К для СО-ЭИЛ-С.

5. использование формирующей  $LC$ -линии позволяет значительно (до  $10^5$  раз) снизить вероятность разрушения разделительной фольги в процессе пробоя разрядного промежутка и тем самым увеличить надежность работы СО-ЭИЛ по сравнению с СО-ЭИЛ с емкостными накопителями энергии.

Авторы выражают благодарность Г.В.Жукову за помощь в проведении экспериментов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mann M.M., Rice D.K., Eguchi R.G. *IEEE, J. Quant. Electron*, 1974, QE-10, pp.682-685.
2. Boness M.J.W., Center R.E. *J. Appl. Phys.* 48, 2705 (1977).
3. Басов Н.Г., Данилычев В.А., Ионин А.А. и др. *Квантовая электроника*. 6, 1215 (1979).
4. Данилычев В.А., Керимов О.М., Ковш И.Б.

- В кн.: Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника (М., ВИНТИ, 1977, т. 12).
5. *Ионин А.А., Ковш И.Б., Соболев В.А. и др.* В кн.: Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника (М., ВИНТИ, 1984, т. 32).
6. *Treanor C.E., Rich J.W., Rehm R.G.* *J.Chem. Phys.*.1968. v.48. pp. 1798-1807.
7. Конев Ю.Б., Кочетов И.В., Марченко В.С. и др. Москва, Препринт ИАЭ-2810, М. 1977.
8. *Mann M.M.* CO Electrical discharge Lasers.- AIAA 13<sup>th</sup> Aerospace Sciences Meeting (Pasadena Calif. January 20-22, 1975, AIAA Paper, No75-34.
9. *Басов Н.Г., Данилычев В.А., Ионин А.А. и др.* Квантовая электроника, 1979. Т.6, с.1208-1214.
10. *Басов Н.Г., Данилычев В.А., Ионин А.А. и др.* Квантовая электроника, 1979, Т.6. Т6. с.1215-1222.
11. *Басов Н.Г., Долинина В.И., Сучков А.Ф. и др.* Препринт ФИАН №1 (М., 1976).
12. *Казакевич В.С., Михайлов Ф.Г., Петров А.Л., Сидоренко И.Г.* Препринт ФИАН № 197 (М., 1990).
13. *Kazakevich V.S., Mikhailov F.G., Petrov A.L., Sidorenko G. J.* *Sov. Laser Res.*, 12, 335(1991).
14. *Гордиец Б.ф., Осипов А.И., Шелепин Л.А.* Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры, М., Наука, 1987
15. *Арасланов Ш.Ф., Федосов А.А.* В кн.: Вычислительные методы в физической газовой динамике. Казань, изд-е Казанского университета, 1989, с.31.
16. *Басов Н.Г., Казакевич В.С., Ковш И.Б.* Квантовая электроника, 9, 763 (1982).
17. *Жуков Г.В., Казакевич В.С., Морозов К.В., Попков К.В.*, Квантовая электроника, 24, №3, 206-208 (1997).

## FUNCTIONING PECULIARITIES OF PULSED ELECTRON-BEAM-CONTROLLED (EBC) CO LASER, WHICH IS PUMPED BY LC TRANSMISSION LINE

© 1999 V.S. Kazakevich, K.V. Morozov, A.L. Petrov, G.N. Popkov

Samara Branch of Physics Institute named for P.N.Lebedev  
of Russian Academy of Sciences

Electron-beam-controlled (EBC) CO laser, whose main discharge is pumped by LC transmission line, is described. The usage of the line allows to decrease considerably significance of hyper-elastic collisions between discharged electrons and vibrationally excited CO molecules. The difference between output radiation time-dependencies of EBC CO laser supplied by LC transmission line and those dependencies for the laser, which is equipped with capacitor bank, was detected. It is demonstrated that under the same conditions the efficiency of laser pumped by LC transmission line ( $\eta \approx 22\%$  at  $T = 140\text{K}$  for proportion of mixture  $\text{CO}:\text{N}_2 = 1:19$ ) was higher than the efficiency of laser with capacitor bank ( $\eta \approx 15\%$ ). It is noted that comparing with laser equipped with capacitor the use of LC transmission line makes it possible to increase the quantity of vibrational-rotary lines of laser radiation spectrum significantly. The mechanism of this difference is discussed. It is concluded that comparing with laser equipped with capacitor bank the use of LC transmission line for pumping allows to decrease considerably (by a factor of  $\sim 10^5$ ) the destruction probability of titanium foil, which separates the electron gun of EBC CO from the laser discharge chamber.



## ОБРАБОТКА МЕТАЛЛОВ ИМПУЛЬСНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ МИЛЛИСЕКУНДНОГО ДИАПАЗОНА ДЛИТЕЛЬНОСТИ

© 1999 С.В. Каюков

Самарский филиал Физического института им.П.Н.Лебедева РАН

Выявлены зависимости динамических параметров роста парогазового канала и глубины зоны плавления от формы импульсов, расходимости лазерного излучения и апертурного угла. Исследована и экспериментально обоснована роль буферного объема расплава в подавлении выброса жидкого металла из зоны нагрева при прогибе поверхности расплава. Впервые экспериментально зафиксирован эффект самоконцентрации теплового источника на дне растущего парогазового канала. Обнаружено вихревое движение расплава, которое идентифицировано как Рэлей-Тейлоровская неустойчивость. Экспериментально выявлено наличие экстремума зависимости глубины проникновения фронта плавления от апертурного угла  $\theta$  и установлено, что максимальное значение глубины достигается при  $2\theta = 75$  м рад. Впервые для импульсного излучения миллисекундной длительности олучена глубина зоны плавления в стали более 6 мм при энергии излучения менее 20 Дж, что в 3 раза превышает уровень, считавшийся ранее предельным.

### 1. Введение

Воздействие мощного лазерного излучения на металлы и сплавы в том случае, если его длительность превышает  $10^{-8}$ с, а плотность мощности меньше  $10^9$  Вт/см<sup>2</sup>, что, как правило, выполняется для импульсных твердотельных лазеров, можно рассматривать, заменив его эквивалентным источником теплоты [1-3]. Изучение физических процессов, протекающих при лазерном нагреве, в значительной степени стимулируется наличием богатых возможностей эффективного его использования для решения разнообразных технологических задач, главным образом тех, которые связаны с плавлением и испарением облучаемого материала. В частности, процесс сварки предполагает нагрев материала свариваемых деталей до температур выше точки плавления и образование общей ванны расплава, на месте которой после затвердевания формируется сварное соединение. Наибольший интерес представляют такие режимы сварки, при которых имеет место сильный прогиб свободной поверхности расплава и обеспечивается рост парогазового канала, выполняющего роль светопровода, транспортирующего лазерное излучение на холодное дно [4]. В случае импульсного излучения миллисекундной длительности развитие парогазового канала является существенно нестационарным процессом, что зат-

рудняет его описание. Прогиб поверхности расплава, образование и рост парогазового канала при импульсном нагреве сопровождается вытеснением расплава на поверхность и выбросом частиц жидкого металла из зоны воздействия. В связи с этим считается общепризнанным, что импульсное лазерное излучение миллисекундной длительности применимо для сварки деталей только малых толщин (менее 1 мм) [5].

Выявление закономерностей плавления металлов импульсным лазерным излучением миллисекундного диапазона длительности ближнего инфракрасного диапазона длин волн с учетом особенностей гидродинамических и теплофизических процессов в расплаве и решение принципиальной проблемы значительного увеличения глубины зоны плавления при сохранении устойчивости жидкого металла в ванне расплава является предметом настоящей работы.

### 2. Эксперимент

Для проведения экспериментов была разработана и создана специальная лазерная установка на базе серийной модели "Квант-15". Использование в схеме источника питания емкостного накопителя, разделенного на 12 независимых секций, обеспечило возможность изменения формы импульсов излучения в достаточно широких пределах [6]. На

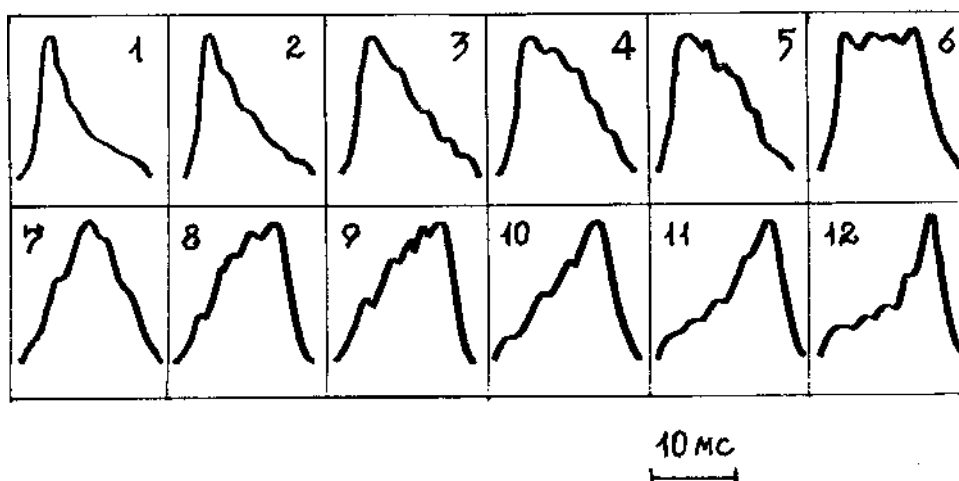


Рис.1. Осциллограммы исследуемых импульсов лазерного излучения

рис.1 показано 12 различных форм импульсов, расположенных в порядке возрастания длительности переднего фронта. В экспериментальной установке использовался устойчивый резонатор длиной до 1200 мм с плоским выходным и сферическим глухим зеркалом ( $R=2400\text{мм}$ ), позволявший получать при введении дополнительно диафрагмы параметр качества лазерного пучка до 2 мрад.

Установлено, что для хромистой стали при форме импульса №1, рис.1, пороговое значение пиковой интенсивности лазерного излучения, соответствующее началу интенсивного выброса частиц расплава из зоны плавления, равно:  $q^* \cong 8 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^2$ , импульсу излучения базовой установки "Квант-15" -  $q^* \cong 6 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^2$ .

Поскольку большая глубина зоны плавления при относительно малом поперечном размере может быть получена только при условии сильного прогиба поверхности расплава, образовании и росте парогазового канала, то для решения принципиальной проблемы глубокого плавления необходимо одновременно удовлетворить двум противоречащим условиям: с одной стороны, необходимо обеспечить достаточно высокое давление паров металла, т.е. достаточно большую интенсивность излучения, с другой стороны, - обеспечить сохранение устойчивости расплава, т.е. предотвратить выброс частиц жидкого металла под действием давления отдачи паров. Одним из возможных путей решения этой проблемы является оптимизация формы импульсов лазерного излучения.

В экспериментах с облучением образцов при плотности мощности излучения, превышающей пороговое значение, соответствующее выбросу частиц жидкого металла из зоны нагрева, поддерживалась постоянная энергия излучения (20,0-20,2 Дж) и длительность импульсов (12,0 мс) [7]. Установлено, что при облучении различных сталей и алюминиевых сплавов в запороговом режиме зона плавления характеризуется значительно более высоким аспектным отношением ( $\approx 5$ ) и значительно большей глубиной, чем в допороговом. Однако, в запороговом режиме практически для всех форм импульсов имеет место интенсивный выброс расплава и образование глубокой лунки, вытянутой вдоль оси зоны плавления. Наличие мощного пика в начале или в конце импульса приводит к образованию в сталях лунок наибольшей глубины. Сглаживание фронтов сопровождается уменьшением глубины лунок. Однако, симметричные формы импульсов не обеспечивают подавления выброса частиц жидкости. Некоторое смещение пика мощности к заднему фронту импульса (№9) позволяет уменьшить выброс расплава до пренебрежимо малого количества, при этом процесс плавления протекает в режиме роста парогазового канала. Использование импульсов излучения с растянутым передним фронтом позволило получить глубину зоны плавления 4,3 мм при энергии 23,0 Дж. При этом пороговая плотность мощности составила:  $q^* \cong 2 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$ . Таким образом, оптимизацию формы импульсов лазерного излучения следует рас-

считать как возможный путь реализации режимов продвижения фронта плавления на большую глубину за счет роста парогазового канала, обеспечивающих одновременно подавление выброса расплава из зоны нагрева.

Для исследования динамических параметров процесса плавления и роста парогазового канала и установления их связи с параметрами лазерного воздействия в работе проведена серия экспериментов по скоростной фоторегистрации состояния облучаемой поверхности в реальном масштабе времени, а также серия экспериментов по специально разработанной методике определения скорости движения фронта плавления и времени жизни парогазового канала. Скоростная фотосъемка проводилась по схеме регистрации как зеркальной компоненты отраженного от облучаемой поверхности зондирующего излучения рубинового лазера, так и компоненты, рассеянной под углом  $40^\circ$ - $50^\circ$ . Система синхронизации силового излучения YAG лазера, зондирующего излучения и регистрирующей камеры обеспечивала возможность получения кинограмм процесса плавления в любой его стадии.

Установлено, что при энергии в импульсе 20-22 Дж, полной длительности 12,0 мс и форме импульса №9 сплошная пленка расплава формируется на поверхности образца из хромистой стали через 450 мкс после начала действия излучения. В течение первых двух миллисекунд диаметр зоны плавления увеличивается со скоростью 40 см/с, далее она падает до 6,5 см/с и сохраняется такой до окончания воздействия излучения. Поскольку скорость тепловой волны достаточно низка, то эти результаты показывают, что на началь-

ном этапе формирования ванны расплава определяющую роль играют конвективные потоки Марангони. Установлено также, что к концу второй миллисекунды процесса плавления формируется лунка критической глубины, соответствующей появлению многократных отражений падающего излучения от ее стенок. В течение действия импульса излучения конфигурация внутренней части лунки несколько меняется, но средний поперечный размер ее равен примерно 0,2-0,3 мм. Средний диаметр верхней части парогазового канала не превышает 0,10-0,12 мм, при этом мгновенное значение диаметра канала и форма его сечения также меняются.

Структура конвективных потоков в ванне расплава, играющих важную роль в процессах тепло-массопереноса, изучалась в отдельной серии экспериментов на поперечных и продольных металлографических шлифах зон затвердевшего расплава. Образцы из технически чистого титана облучались в атмосфере азота. Тонкий слой нитрида титана, синтезируемый на поверхности расплава, переносился с конвективными потоками вглубь, так что по расположению обогащенных фазой TiN областей была получена качественная информация о структуре потоков. На рис.2 показаны продольные сечения зоны расплава при различных значениях энергии излучения. На рис.2а виден остаточный прогиб поверхности расплава и два характерных вихря, представляющих собой меридиональное сечение замкнутых потоков Марангони в мелкой ванне. На рис.2б эти вихри выявляются более отчетливо, кроме того, в центре зоны расплава хорошо виден поток, направленный вниз вдоль оси Z, который возник

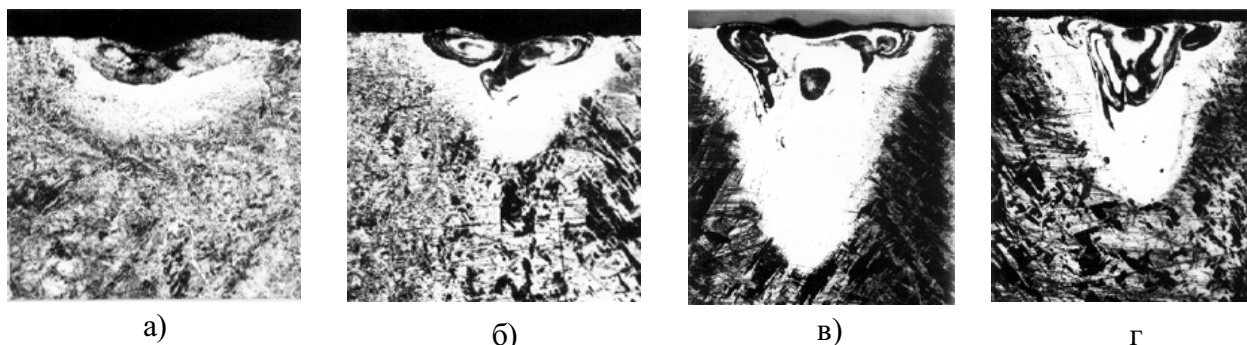


Рис.2. Конвективные потоки в зоне расплава, продольное сечение, при различных значениях энергии излучения: а - 1,3 Дж, б - 5,6 Дж, в - 8,4 Дж, 50°

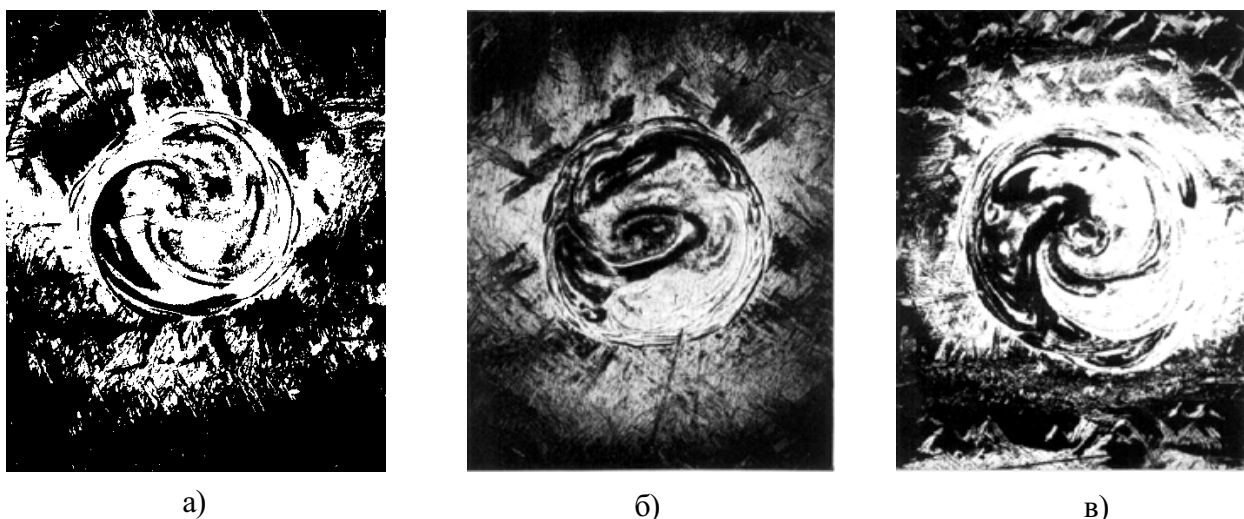


Рис.3. Конвективные потоки в зоне расплава, поперечное сечение, при различных значениях энергии излучения: а - 3,4 Дж, б - 4,3 Дж, в - 11,0 Дж, 100 $\times$

под действием импульса отдачи паров металла. Из рис.2в и 2г видно, что с увеличением энергии объем расплава, вовлеченного в движение вдоль вертикальной оси, быстро возрастает. Возникновение конвективных потоков вдоль оси Z связано с образованием и ростом парогазового канала, обеспечивающим перемещение теплового источника с облучаемой поверхности в глубь зоны расплава.

На рис.3 представлены поперечные шлифы зон плавления на глубине 0,2 мм, где потоки в расплаве ориентированы преимущественно вдоль оси Z. Обращает на себя внимание наличие крупномасштабного вихревого движения. Аналогичная картина зафиксирована на всех исследуемых образцах на глубине, соответствующей зоне преимущественно вертикальных потоков. Важно отметить, что ни одна из сил, действующих на расплав, не имеет тангенциальной составляющей, в настоящей работе возникновение такого вихревого движения связывается с Рэлей-Тейлоровской неустойчивостью движения расплава вдоль оси Z в поле сил поверхностного натяжения.

Упомянутая выше методика определения кинетических характеристик процесса плавления основана на том, что в зоне существования преимущественно вертикальных потоков расплава толщина слоя, ограниченного фронтом плавления ( $T_L$ ) и некоторой изотермой  $T_H$  ( $T_H < T_L$ ), однозначно связана с вре-

менем действия теплового источника на заданной глубине [8]. Толщину слоя термического влияния  $x_H$  можно определить из известного решения задачи теплопроводности при неподвижной границе жидкость-твердое тело с постоянной температурой  $T_L$ . В качестве  $T_H$  для сталей целесообразно брать нижнюю границу температурного интервала закалки, т.к. зона закалки отчетливо выявляется на металлографических шлифах. Учитывая, что толщина этой зоны значительно меньше радиуса ванны расплава, можно использовать одномерную модель нагрева полуограниченного тела:

$$T_H(x, t) = T_L \operatorname{erfc} \left[ \frac{x_H(z)}{2\sqrt{kt(z)}} \right], \quad (1)$$

где  $x_H(z)$  - толщина слоя закалки на глубине  $z$ ,  $t(z)$  - время существования расплава на глубине  $z$ . При известных  $T_L$  и  $T_H$  выражение (1) является неявным уравнением, связывающим  $x_H(z)$  и  $t(z)$ . Для хромистой подшипниковой стали ШХ15 можно записать:

$$t(z) = 22,7x^2(z) \quad (2)$$

Из (2) легко получить выражение для скорости движения дна парогазового канала  $V_f(z)$ :

$$V_f(z) = \frac{1}{45,4x(z)} \left| \frac{dx(z)}{dz} \right|^{-1} \quad (3)$$

На рис.4 показана зависимость  $t(z)$ , кривая 2, и  $V_f(z)$ , кривая 3. Для рассматриваемых

условий эксперимента по полученным результатам можно также судить о соответствующих характеристиках парогазового канала: времени существования и скорости роста на заданной глубине. Из рис.4 видно, что большую часть времени воздействия фронт плавления находится на глубине менее 0,7 мм, тогда как формирование ванны расплава глубиной более 3 мм занимает около 2,5 мс. Скорость перемещения фронта плавления в начальной стадии роста парогазового канала составляет примерно 1,0 м/с. Из рис.4 также следует, что скорость роста парогазового канала увеличивается по мере увеличения его длины и наиболее значительное увеличение скорости имеет место в конечной стадии процесса на глубине более 2,5 мм.

Интегрируя функцию  $V_f(z)$  можно получить также кривую перемещения фронта плавления в зависимости от времени  $z_f(t)$ . Соответствующая зависимость приведена на рис.5, кривая 1. Здесь учтены результаты скоростной фоторегистрации процесса плавления, согласно которым лунка критической глу-

бины ( $z=0,25$  мм) формируется к концу второй миллисекунды. Кривая 3 - зависимость скорости перемещение фронта от времени, кривая 2 - осциллограмма импульса лазерного излучения. Из рис.5 видно, что быстрый рост парогазового канала начинается на глубине 0,70-0,75 мм через 6,0-6,5 мс с начала действия излучения при плотности мощности  $q \approx (0,9-1,0) \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. Этот процесс заканчивается при  $q \approx 1,25 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>, его продолжительность составляет 2,5 мс. С учетом того, что увеличение мощности падающего лазерного излучения в данном временном интервале невелико, весьма примечательным является факт значительного возрастания скорости роста парогазового канала в процессе увеличения его длины. Впервые реализованный экспериментально эффект увеличения плотности мощности лазерного излучения на дне растущего парогазового канала, в настоящей работе назван эффектом спмоконцентрации теплового источника.

Таким образом, выделены следующие стадии процесса плавления стали миллисе-

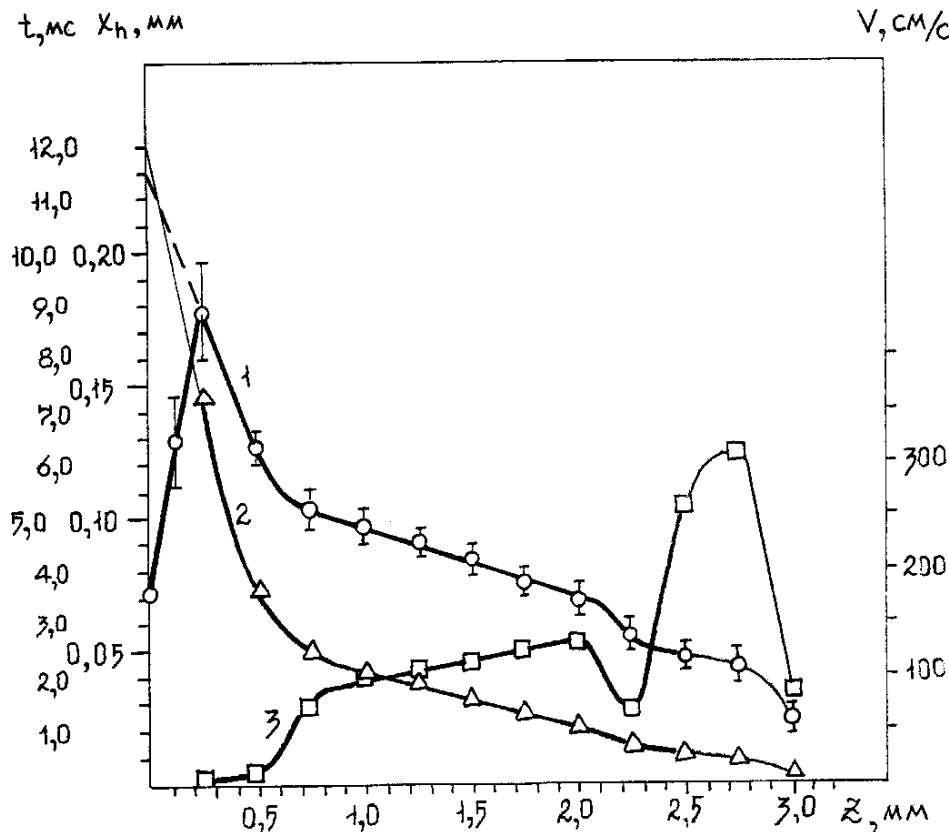


Рис.4. Толщина слоя закалки - 1, время существования расплава - 2, скорость продвижения фронта плавления - 3 в зависимости от глубины  $z$

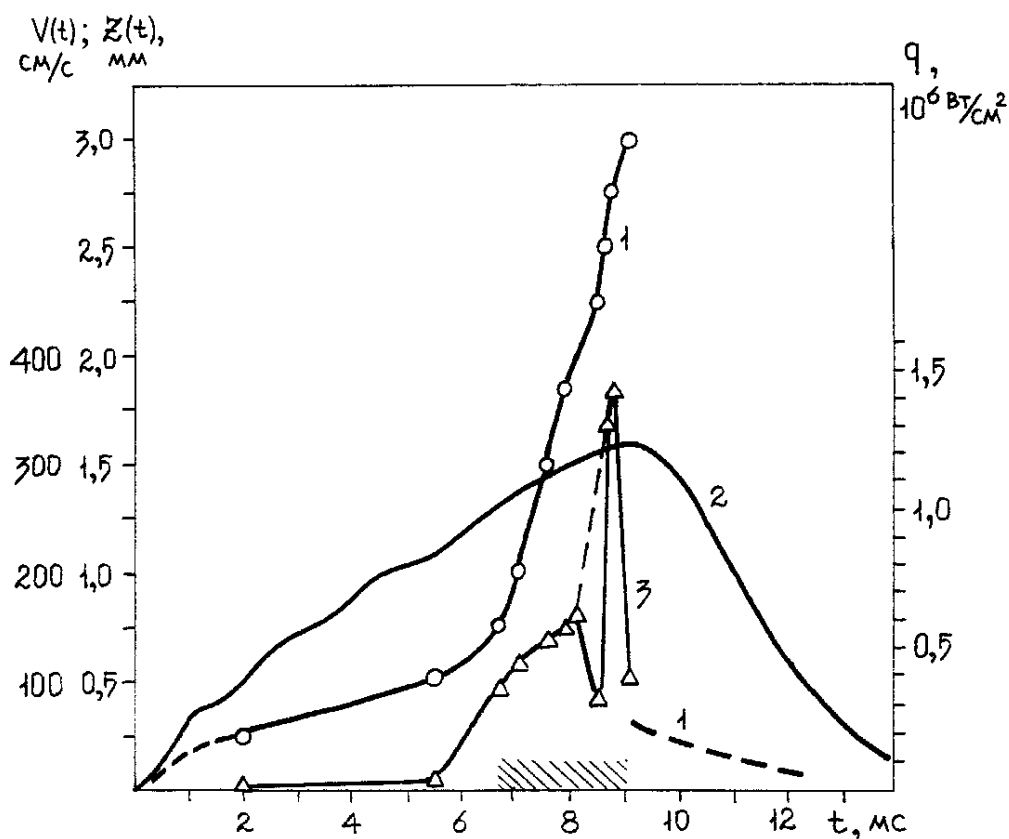


Рис.5. Зависимость глубины зоны плавления - 1 и скорости движения фронта плавления - 2 от времени, осциллограмма импульса излучения -3

кундными импульсами лазерного излучения:

- 1) нагрев поверхности до температуры плавления, образование видимой пленки жидкого металла - 0,4 мс;
- 2) быстрый рост объема расплава, образование лунки критической глубины - 2,0 мс;
- 3) медленное увеличение диаметра зоны плавления и немонотонное возрастание глубины лунки сопровождаемое развитием Рэлей-Тейлоровской неустойчивости, формирование первичного капилляра - 5,5-6,0 мс;
- 4) рост парогазового канала с увеличивающейся скоростью за счет эффекта самоконцентрации теплового источника, формирование зоны плавления максимальной глубины - 9,0-9,2 мс;
- 5) исчезновение парогазового канала, нагрев верхней части ванны расплава задним фронтом импульса излучения - 12,0 мс;
- 6) исчезновение лунки, затвердевание.

Анализ большого количества экспериментов в окрестности порогового значения плотности мощности излучения показал, что сохранение устойчивости расплава при об-

разовании лунки и росте парогазового канала может быть обеспечено при условии, что до начала прогиба поверхности расплава будет сформирована первичная ванна расплава достаточно большого объема, который получил в настоящей работе название буферного объема расплава [9]. Буферный объем формируется под действием лазерного излучения относительно невысокой интенсивности, соответствующей растянутому переднему фронту импульса. Благодаря наличию буферного объема в эксперименте удается сочетать условия быстрого роста парогазового канала, что характерно для пробивки отверстий, и условия сохранения устойчивости жидкого металла. На рис.6 показана трансформация формы импульсов излучения, соответствующая увеличению энергии с 23,0 Дж до 34,0 Дж при уменьшении диаметра зоны фокусировки излучения с 0,32 мм до 0,29 мм. При наибольшей плотности мощности излучения получена глубина зоны плавления 5,8 мм, аспектное отношение - более 5. Пороговая плотность мощности падающего лазерного

**Таблица 1.** Глубина плавления  $h$  в зависимости от диаметра зоны облучения  $d$  и апертурного угла  $\beta_0$ 

	1	2	3	4	5	6	7
$d$ , мм	0,20	0,40	0,80	0,14	0,18	0,24	0,32
$2\beta_0$ , рад	0,24	0,12	0,06	0,09	0,07	0,05	0,04
$h$ , мм	2,0	2,4	0,9	1,5	5,5	3,5	2,9

излучения составила при этом  $q \cong 4 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>.

Анализ распределения лазерного излучения в полом парогазовом канале показывает, что потери излучения при канализации пучка зависят от величины телесного угла, ограничивающего область распространения излучения после фокусирующего объектива (апертурного угла  $\beta_0$ ): его уменьшение соответствует уменьшению потерь [10]. Апертурный угол определяется апертурой прямого пучка  $A_0$ , фокусным расстоянием объектива  $F$ , и кратностью увеличения телескопа  $K$ :  $\beta_0 = KA_0/F$ . С другой стороны, плотность мощности лазерного излучения на облучаемой поверхности определяется диаметром зоны фокусировки  $d$ :  $d/2 = \vartheta_0 F/K$ , где  $\vartheta_0$  - расходимость прямого лазерного пучка. Следующий эксперимент дает иллюстрацию влияния параметров  $\beta_0$  и  $d$ . В табл.1 приведены значения глубины зоны плавления  $h$  в зависимости от  $\beta_0$  и  $d$  для двух случаев: 1)  $2\theta_0=8,0$  мрад,  $2A_0=6,0$  мм ( $F=100$  мм); 2)  $2\theta_0=4,0$  мрад,  $2A_0=3,0$  мм ( $F=150$  мм). Энергия излучения в обоих случаях поддерживалась постоянной и равной 12-13 Дж. Группа режимов 4-7 отличается от 1-3 тем, что здесь одновременно уменьшены как расходимость, так и апертура лазерного пучка. В результате глубина плавления заметно возросла при том же энерговкладе. Для каждой группы режимов имеет место экстремальная зависимость  $h$  от  $\beta_0$  и  $d$ : слишком большой апертурный угол даже при острой фокусировке также, как и слишком большой диаметр  $d$  при малых  $\beta_0$ , соответствует уменьшению глубины плавления.

Показательным является режим №5, в котором получена глубина плавления 5,5 мм,

при энергии излучения 12,5 Дж. При увеличении энергии требование сохранения устойчивости расплава привело, как отмечено выше, к необходимости увеличения длительности переднего фронта импульса излучения. В результате была получена глубина плавления 6,5 мм при энергии 17,5 Дж. В этом случае аспектное отношение зоны плавления составляет около 15, что уже является более характерным для воздействия сфокусированного электронного пучка. Таким образом, режим №5 обеспечил глубину продвижения фронта плавления 6,5 мм, которая превышает достигнутый ранее результат (5,8 мм) при вдвое меньшей энергии. Пороговая плотность мощности для режима №5 составила  $6 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>, что примерно на порядок пре-

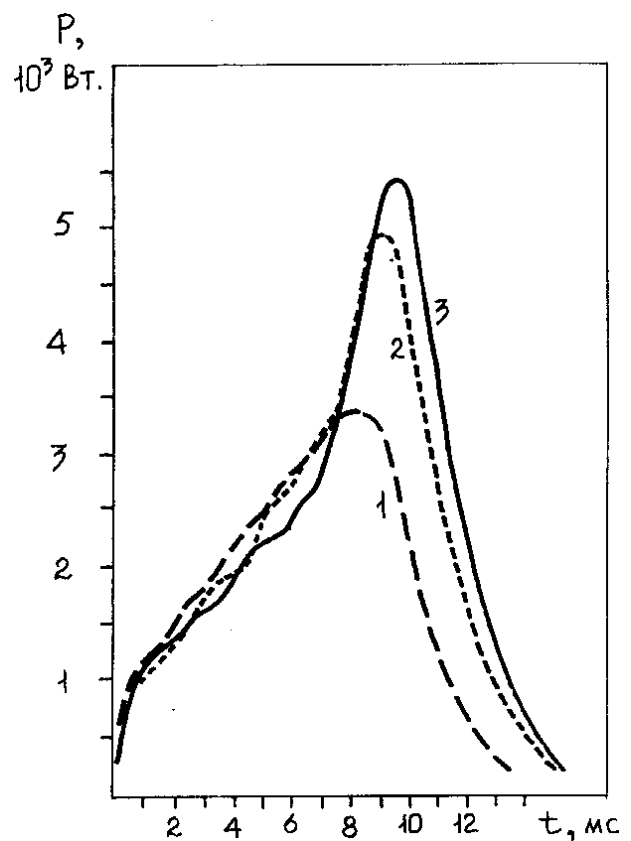


Рис.6. Трансформация формы импульсов излучения при увеличении энергии:

1 - 23,0 Дж; 2 - 32,0 Дж; 3 - 34 Дж

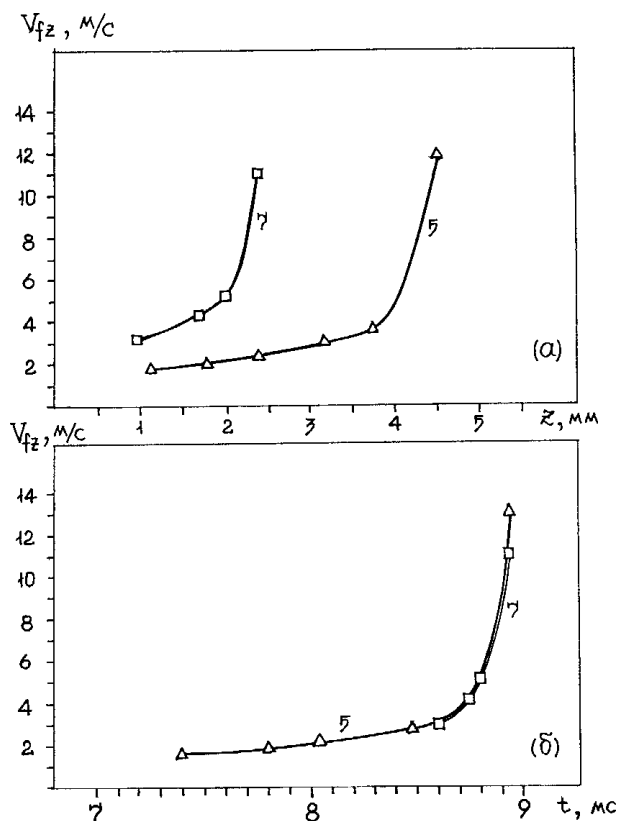


Рис. 7. Зависимость скорости роста парогазового канала от глубины - (а) и от времени - (б) для режимов 5 и 7 (табл.1)

вышает соответствующее значение для неоптимизированных параметров излучения. С увеличением глубины плавления возрастает также и эффективность использования энергии излучения. Если ее положить равной 1 для режима плавления без образования парогазового канала, то случаю с  $h = 5,8$  мм будет соответствовать эффективность, равная 2,2, режиму №5 - 2,6.

Изменение апертурного угла и диаметра зоны фокусировки существенным образом влияет на кинетические параметры роста парогазового канала. На рис.7а показаны зависимости скорости роста парогазового канала от глубины для режимов 5 и 7 (табл.1). Видно, что в обоих случаях имеет место значительное увеличение скорости в процессе роста парогазового канала.

Этот эффект, наблюдавшийся во всех экспериментах, в которых были реализованы условия глубокого плавления, является следствием эффекта самоконцентрации теплового источника на дне растущего парогазового канала. Зависимости рис.7а в координатах

скорость-время показаны на рис.7б. Видно, что кривая для режима №7 практически совпадает с конечным участком кривой для режима №5. Время жизни парогазового канала для режима №7 составило 0,9 мс. В связи с этим следует отметить, что в этом случае плотность мощности лазерного излучения на поверхности была слишком низка для получения большой глубины плавления. Однако, благодаря тому, что апертурный угол был достаточно мал, эффект самоконцентрации теплового источника привел на более поздней стадии процесса плавления к возникновению и росту парогазового канала. При этом кривые скорости на рассматриваемом этапе процесса плавления в режиме № 7 и 5 совпадают.

Эксперименты показали, что эффект самоконцентрации теплового источника при значительном своем развитии приводит на определенной стадии процесса плавления к переходу в режим чистого испарения и формированию узких полостей, не заполненных расплавом. Наличие таких полостей соответствует скачок скорости роста канала до значений, превышающих 10 м/с. Время жизни канала здесь для режима №7 составляет  $5 \cdot 10^{-5}$  с. В различных экспериментах диаметр нижней части полости составляет 10-20 мкм. В данном случае канал необходимо рассматривать, как полый металлический волновод. Анализ распространения объемных мод в волноводе с диаметром  $d$  показывает, что зависимость затухания электромагнитной волны  $H$  типа от апертурного угла  $\beta$  может быть представлена в виде функции с минимумом при:

$$2\beta \approx (kd/2)^{-1/2} \quad (4)$$

В серии экспериментов с излучением, расходимость и апертура которого изменялись в широких пределах, было установлено, что зависимость глубины плавления стали от апертурного угла  $h(\beta)$  изображается кривой с максимумом. На рис.8 показаны такие зависимости для многомодового излучения, рис.8а, и  $TEM_{00}$  - рис.8б. Видно, что для всех случаев максимум функции  $h(\beta)$  находится



в окрестности значения  $2\beta = 75$  мрад. Поскольку максимум глубины плавления должен соответствовать минимуму затухания световой волны в парогазовом канале, то из (4) следует, что средний радиус канала можно оценить как  $r \approx 1/k(2\beta)^2 \approx 25$  мкм. Эта оценка находится в хорошем соответствии с приведенным выше экспериментальным значением диаметра канала в его наиболее узкой части.

Большое практическое значение имеет параметр  $h/E$  - отношение глубины зоны плавления к энергии импульса лазерного излучения. Зависимость этого параметра от апертурного угла также имеет максимум в окрестности  $2\beta = 75$  мрад. В экспериментах получено: для многомодового излучения -  $(h/E)_{max} \leq 0,3$  мм/Дж, для  $TEM_{00}$  -  $(h/E)_{max} \cong 0,4$  мм/Дж. Таким образом, максимальная глубина плавления и значение параметра  $h/E$  достигается при  $2\beta_0 \cong 75$  мрад. Это значение  $\beta_0$  следует считать оптимальным и на него следует ориентироваться при определении условий импульсной лазерной сварки. Отсюда следует, что глубина плавления  $h=6,5$  мм, полученная при  $E=17,5$  Дж, близка к максимальной; апертурный угол в данном эксперименте составлял  $2\beta = 70$  мрад, что также хорошо соответствует приведенным результатам.

На основе анализа экспериментальных данных в работе построены следующие качественные модельные представления о процессе плавления металлов импульсным лазерным излучением, оптимизированным по критерию максимальной глубины продвижения фронта плавления при условии подавления выброса жидкого металла.

1. Нагрев, образование первичного расплава, буферный объем расплава.

Нагрев поверхности до температуры плавления и рост объема расплава за счет конвекции Марангони должен происходить под действием излучения с интенсивностью

меньше критического значения для развитого испарения, для стали:  $q < 10^5$  Вт/см<sup>2</sup>. Продолжительность этой стадии определяется минимальным объемом ванны расплава, которого должно быть достаточно для подавления выброса частиц жидкого металла при последующем прогибе поверхности и образовании парогазового канала. Такой объем первичного расплава в настоящей модели носит название буферного объема.

2. Прогиб поверхности расплава, образование лунки критической глубины.

На этой стадии процесса интенсивность  $q$  излучения должна быть достаточно велика для обеспечения прогиба поверхности расплава под действием импульса отдачи паров, достаточного для образования лунки критической глубины. Учитывая только поверхностное натяжение, для оценки давления отдачи  $P$  можно записать:

$$P \approx \frac{\sigma}{h} \quad (5)$$

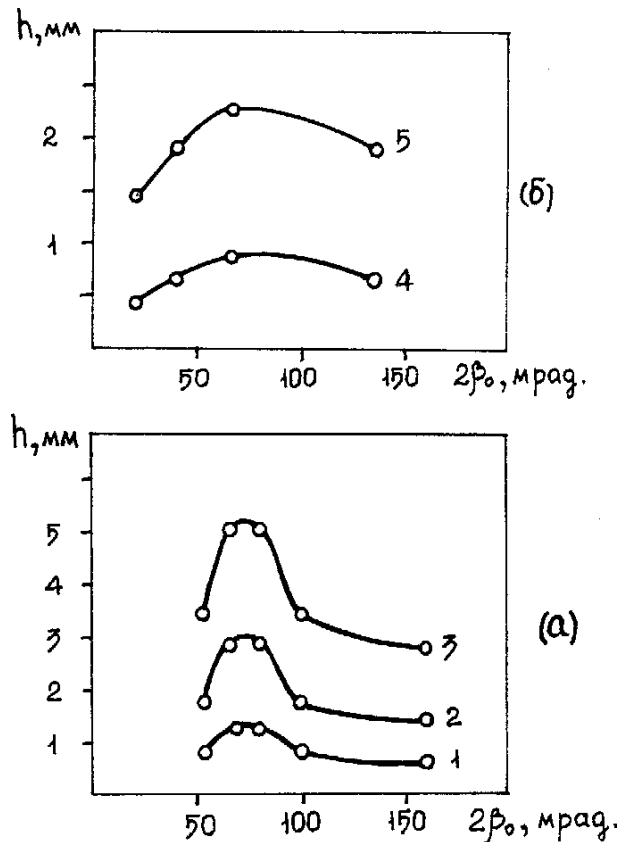


Рис. 8. Зависимость глубины зоны плавления от апертурного угла при фиксированных значениях энергии многомодового (а) и одномодового (б) излучения: 1 - 4,0 Дж; 2 - 9,0 Дж; 3 - 18,0 Дж; 4 - 2,0 Дж; 5 - 6,0 Дж

где  $h$  - глубина лунки,  $\sigma$  - коэффициент поверхностного натяжения. Критическая глубина лунки определяется условием появления многократных отражений падающего лазерного пучка от стенок лунки, что вызывает резкое увеличение поглощенной доли излучения. Взяв экспериментальное значение  $h=0,25$  мм и записав для  $P$ :  $P \cong q^2 / L_b \rho_a$ , где  $\rho_a$  - плотность парогазовой смеси, из (5) для стали легко получить:  $q \cong 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>.

### 3. Образование парогазового канала.

Под образованием парогазового канала в данной модели понимается формирование вытянутого участка дна лунки, на котором стенки образуют малый угол с осью  $Z$ . Такой участок назван первичным капилляром, его длина должна быть более 0,1 мм. В качестве механизма формирования первичного капилляра в модели принята Рэлей-Тейлоровская неустойчивость, время развития которой определяется инкрементом:

$$\gamma^2 = g/d: t \approx 1/\gamma \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ с,}$$

где:  $g$  - ускорение под действием сил поверхностного натяжения,  $d$  - характерный размер ванны расплава.

### 4. Рост парогазового канала.

Наличие первичного капилляра обеспечивает условия быстрого роста парогазового канала за счет эффекта самоконцентрации теплового источника. На начальной стадии, когда интенсивность лазерного излучения на дне растущего канала меньше критического значения, соответствующего равенству скоростей тепловой волны и волны испарения, реализуется так называемый режим фонтанирования, когда под дном канала присутствует слой жидкости. Толщина его  $l$  может быть определена как:

$$l \cong \kappa/V_f \cong \kappa(2q/\rho L_b)^{-1/4} (2\kappa/r)^{-1/2} \quad (6)$$

где:  $V_f = (2qc/\rho L_b)^{1/4} (2\kappa/r)^{1/2}$  - скорость движения фронта испарения вдоль оси  $Z$ ,  $c$  - скорость звука в парогазовой смеси. Для стали (6) дает:  $V_f \cong 2-3$  м/с при  $q=10^6-10^7$  Вт/см<sup>2</sup>, что хорошо согласуется с экспериментальными данными. Практически вся вытя-

нутая вдоль оси  $Z$  зона расплава на глубине более 0,7 мм формируется за 2-3 мс.

### 5. Переход в режим испарения.

На определенной глубине при соответствующем подборе параметров излучения эффект самоконцентрации теплового источника приводит к превышению указанного в п.4 критического значения плотности мощности. При этом толщина слоя жидкости под дном канала равна нулю, а скорость роста канала пропорциональна интенсивности  $q$ :  $V \approx q/\rho L_b$ . Для стали экспериментально полученному значению скорости  $V=10-20$  м/с соответствует плотность мощности  $q \approx 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>.

### 6. Захлопывание парогазового канала, затвердевание расплава.

На последней стадии процесса плавления при снижении мощности лазерного излучения глубина парогазового канала быстро уменьшается. При этом в течение еще 3 мс сохраняется закритический прогиб поверхности расплава, обеспечивающий эффективное поглощение падающего излучения в верхней части зоны плавления. Перемещение фронта кристаллизации от периферии зоны плавления к центру приводит к затвердеванию жидкого металла.

На основе полученных в работе результатов и модельных представлений сформулированы следующие требования к характеристикам излучения, являющиеся основой рекомендаций для создания импульсных YAG лазеров нового поколения.

1. Для подавления выброса жидкого металла при прогибе поверхности расплава, образовании и росте парогазового канала необходимо сформировать буферный объем расплава. Для этого форма импульса излучения должна иметь растянутый передний фронт при интенсивности менее  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. Время образования критической лунки - 2,0 мс. Полная длительность начальной стадии процесса плавления (до возникновения парогазового канала) составляет 6-8 мс.

2. На стадии роста парогазового канала для обеспечения большой скорости движения фронта плавления и, следовательно, большой глубины плавления интенсивность падаю-

шего лазерного излучения должна быть достаточно высокой (для сталей - до  $10^7$  Вт/см<sup>2</sup>). Длительность этой стадии процесса плавления для сталей составляет 2-3 мс. Глубина плавления меди, напротив, наиболее велика при использовании импульсов с коротким передним фронтом. Следовательно, для реализации режимов глубокой сварки на различных металлах необходимо иметь возможность менять форму импульсов излучения в широких пределах.

3. Установлено, что оптимальное значение апертурного угла, соответствующее минимуму затухания электромагнитной световой волны в парогазовом канале, равно  $2\beta \cong 75$  м рад. Из очевидных соотношений для апертуры  $2A$  пучка на объективе и диаметра  $d$  зоны фокусировки излучения при расходимости прямого пучка  $2\theta_0$  легко получить соотношение, определяющее параметр качества  $d\theta_0$ :

$$\vartheta_0 A = \frac{1}{2} \beta_0 d \quad (7)$$

Поскольку  $d$  должно быть не более 0,3 мм, из (7) следует, что параметр качества пучка не должен превышать 12 мм мрад. Учитывая, что для промышленных технологических YAG лазеров характерной является величина 40-60 мм мрад, следует отметить, что для реализации режимов глубокого плавления необходимо использовать такие схемы резонаторов, которые обеспечивали бы снижение расходимости излучения в 4-5 раз.

4. Предельная глубина плавления, которая может быть получена при одномодовом излучении, определяется из соотношения:

$h/E \cong 0,4$  мм/Дж. Однако, приемлемые результаты могут быть получены и для многомодового излучения. Так, при  $\vartheta_0 d \leq 30$  мм мрад параметр  $h/E$  составляет около 0,25 мм/Дж.

На основе проведенных в работе исследований и подготовленных по их результатам рекомендаций сконструирована и изготовлена лазерная установка нового поколения, предназначенная для глубокой импульсной лазерной сварки металлов и имеющая значительно более широкие технологические возможности по сравнению с производимыми в настоящее время моделями [11].

## Выводы

1. Исследована и экспериментально обоснована роль буферного объема расплава в подавлении выброса жидкого металла из зоны нагрева лазерным излучением при прогибе поверхности расплава и в процессе роста парогазового канала.

2. Впервые для излучения импульсных лазеров ближнего инфракрасного диапазона длин волн обнаружен эффект самоконцентрации теплового источника на дне парогазового канала в процессе его роста.

3. Впервые для импульсного излучения миллисекундной длительности получена глубина зоны плавления в стали более 6 мм при энергии менее 20 Дж, что примерно в 3 раза превышает уровень, считавшийся предельным.

4. Экспериментально выявлено наличие экстремума функции  $h(\beta)$  глубины проникновения фронта плавления от апертурного угла и установлено, что максимальное для миллисекундных импульсов значение глубины достигается при  $2\beta \cong 75$  мрад.

5. Разработаны модельные представления процесса глубокого плавления металлов импульсным лазерным излучением миллисекундного диапазона длительности.

6. Разработана методика определения динамических характеристик процесса плавления и роста парогазового канала при импульсном воздействии концентрированных потоков энергии на металлы и сплавы, претерпевающие фазовые превращения при нагреве и охлаждении.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970, 272 С.
2. Рыкалин Н.Н., Углов А.А., Кокора А.Н. Лазерная обработка материалов. М.: Машиностроение, 1975, 296 С.
3. Григорьянц А.Г., Сафонов А.Н. Основы лазерного термоупрочнения сплавов. М.: Высшая школа, 1988, 160 С.
4. Веденов А.А., Гладуш Г.Г., Физические

- процессы при лазерной обработке материалов. М.: Энергоатомиздат, 1985, 208 С.
5. Григорьянц А.Г. Основы лазерной обработки материалов. М.: Машиностроение, 1989, 304 С.
  6. S.V.Kayukov, A.A.Gusev, I.G.Nesterov, E.G.Zaichikov, A.L.Petrov. The influence of laser radiation pulse shape on the spot welding parameters.// Proc. Int. Conf. New advances in welding and allied processes, 1991, Beijing, China, v.1, p.183-186.
  7. С.В. Каюков, А.А.Гусев, И.Г. Нестеров, Е.Г.Зайчиков, А.Л.Петров. Влияние формы импульсов лазерного излучения на геометрию ванны расплава.// Физ. и хим. обработки материалов, 1996, №4, с.36-42.
  8. С.В.Каюков, А.А.Гусев. Динамические характеристики роста парогазового канала при плавлении металлов импульсным лазерным излучением миллисекундной длительности.// Квантовая электроника, 1995, т.22, №8, с.811-815.
  9. С.В.Каюков, А.А.Гусев. Устойчивость расплава в парогазовом канале при плавлении металлов импульсным лазерным излучением.// Квантовая электроника, 1996, т.23, №11, с.1025-1028.
  10. С.В.Каюков, А.А.Гусев. Влияние параметров лазерного пучка на глубину и эффективность плавления металлов импульсным лазерным излучением.// Квантовая электроника, 1996, т.23, №8, с.711-714.
  11. С.В.Каюков, А.А.Гусев, Г.В.Самарцев, А.П.Канавин. Способ импульсной лазерной сварки и установка для его реализации, Патент РФ № 2120364, 1998.

## PROCESSING OF METALS BY PULSE LASER RADIATION OF MILLISECOND RANGE OF DURATION

© 1999 S.V. Kayukov

Samara Branch of Physics Institute named for P.N.Lebedev  
of Russian Academy of Sciences

Dynamic parameters' dependencies of laser pulses shape, divergence of beam and aperture angle of the laser from vapour-gas channel growth and melting zone depth were detected. The significance of melt buffer volume for neutralization of liquid metal ejection from the molten zone during deflection of the melt surface was studied and experimentally proved. The effect of heat source self-concentration on the bottom of expanding vapour-gas channel was experimentally obtained for the first time. Rotational flow of the melt was detected. This flow was identified as Rayleigh-Taylor instability. The presence of extremum for dependence of melting depth from aperture angle  $\theta$  was experimentally found. It was also found that maximal value of the melting depth can be obtained if the aperture angle  $2\theta$  is equal to 75 mrad. The melting depth, which is more than 6 mm, at the energy less than 20 J for pulse laser radiation of millisecond duration was obtained for the first time. This result exceeds by the factor of 3 the value, which was previously believed as maximal.

## ХИМИЧЕСКИЙ КИСЛОРОДНО-ЙОДНЫЙ ЛАЗЕР - ОПТИЧЕСКАЯ СТАНЦИЯ 21 ВЕКА

© 1999 М.В. Загидуллин, В.Д. Николаев

Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

Представлен обзор областей применения перспективнейших химических кислородно-йодных лазеров, а также основных результатов исследований, разработок и достижений в этом направлении Самарского филиала ФИАН.

Химический кислородно-йодный лазер (ХКЙЛ) является первым химическим лазером на электронных переходах с длиной волны излучения в ближней инфракрасной области ( $\lambda = 1,315$  мкм). Исходными рабочими компонентами лазера являются перекись водорода, раствор гидроксида калия (щелочь), хлор и йод. В процессе реакции получают абсолютно нетоксичные продукты такие, как: калийная соль (удобрение) и вода.

Простота и дешевизна получения активной среды с большими массовыми расходами, слабое поглощение излучения с этой длиной волны в атмосфере [1-4] и эффективное взаимодействие его с материалами [5] с самого начала предопределили первоочередные разработки этого лазера для использования его в военных целях для противоракетной обороны.

Разработка кварцевых световодов с малыми потерями на длинах до 150÷200 м [6] позволили в дальнейшем определить также важные технологические задачи, в решении которых у кислородно-йодного лазера нет конкурентов. К таким задачам относятся дистанционная роботизированная лазерная разделка отработавшего свой срок радиоактивного обо-

рудования атомных энергетических установок [7, 8] с минимальным загрязнением окружающей среды, ремонт под водой корпусов кораблей без помещения их в сухой док [5], резка толстых листов и заготовок стали и алюминия, сварка алюминиевых кузовов автомобилей и др. [9]. Более эффективное взаимодействие излучения ХКЙЛ с металлами, как показано в работе [5], позволяет резать при одной и той же с  $\text{CO}_2$ -лазером мощности вдвое большую толщину стали. Так 30 киловаттный ХКЙЛ при фокусировке его излучения в пятно диаметром 1мм по оценкам [5] позволит резать сталь толщиной 30 мм со скоростью 2см/мин при поддуве азота в зону резания.

Особая привлекательность ХКЙЛ связана с тем, что в России, США, Японии, Кореи и других индустриально развитых странах мира количество ядерных энергетических установок, подлежащих утилизации, в ближайшие три десятилетия будет резко нарастать с годами (см. Таблицу 1) [5].

Эта проблема также остро стоит перед российской ядерной энергетикой в связи с сокращением подводного флота и предстоящей утилизацией более 50 атомных подводных лодок

**Таблица 1.** Количество реакторов в мире, подлежащих со временем утилизации (учитывая 30-летний период их полной амортизации)

Год	1990	2000	2010	2020	2030
Число реакторов	60	100	250	460	535

В технически развитых странах кислородно-йодный лазер рассматривается как передовое технологическое оборудование XXI века – века оптоэлектроники, на базе которого на крупных производствах будут построены лазерные станции с раздачей лазерной энергии по световодам на роботизированные технологические посты. При этом уже сейчас разрабатываются технология и оборудование для регенерации всех химических компонент из отработанных продуктов как неотъемлемый элемент такого лазера [10,11]. По мнению экспертов, создание коммерческих ХКЙЛ окажет такое же, если не более сильное влияние на технологию, какое оказала разработка коммерческих  $\text{CO}_2$ -лазеров.

Весогабаритные характеристики и конкурентоспособность лазерной системы зависят от многих параметров [3] и в том числе от давления в генераторе синглетного кислорода (ГСК), которое определяет технические решения системы выброса отработанной среды в атмосферу. В технологических ХКЙЛ повышение давления на выходе лазера позволяет использовать компактные и высокоэффективные турбо - компрессоры и простые водокольцевые насосы для откачки активной среды [12].

Во всех известных ГСК давление кислорода не превышает 10 тор. В Самарском филиале ФИАН процессы в генераторе синглетного кислорода и химическом кислородно-йодном лазере исследуются и разрабатываются более 15 лет. В результате этих исследований и разработок был предложен и создан новый тип ГСК - струйный, который за счёт интенсификации массообменных процессов в реакционной зоне позволил получать высокий выход синглетного кислорода ( $\geq 60\%$ ) при давлениях более 30 тор [13], а дальнейшее его совершенствование позволило поднять давление практически до 100 тор [14]. В США такие давления в генераторе достигаются только за счет (6 ÷ 10) кратного разбавления кислорода буферным газом гелием при парциальном

давлении кислорода всего около 10 тор, что значительно удорожает и утяжеляет систему жизнеобеспечения лазера.

На базе созданных струйных генераторов синглетного кислорода в СФ ФИАН предложен и реализован ряд принципиально новых лазерных схем [15-18], позволяющих заменить дорого стоящий гелий на дешёвый азот. Использовать вместо газодинамического охлаждения активной среды в сверхзвуковых соплах, сопровождающегося значительными потерями полного давления, предварительное понижение температуры кислорода при смешении его с парами жидкого азота [19-20], что значительно снижает требования к системе откачки. А предложенная авторами эжекторная схема [18] приготовления активной среды позволяет получать активную среду с давлением выхлопа на выходе ХКЙЛ до 150 тор и более, что даёт возможность использовать в технологических лазерах дешёвые и очень эффективные системы откачки.

В результате этих разработок в СФ ФИАН создан 1.5 квт компактный и полностью масштабируемый ХКЙЛ с 26 % химической эффективностью и длиной активной среды, равной всего 5 см. При этом для создания модульной конструкции ХКЙЛ с уровнем мощности в десятки и сотни киловатт не существует никаких технических проблем.

Отметим, что лучшее значение химической эффективности лазера, равное 29%, было достигнуто тоже в ХКЙЛ со струйным генератором синглетного кислорода, но с длиной активной среды 25 см [21], что позволило обеспечить работу лазера с более высоким КПД резонатора.

В Самарском филиале ФИАН теоретически и экспериментально исследовались ряд фундаментальных процессов, определяющих работу генератора синглетного кислорода [13] и химического кислородно-йодного лазера [23,24]. Были измерены такие важнейшие физико-химические константы процессов, происхо-

дящих в генераторе синглетного кислорода, как вероятность прилипания молекул хлора к поверхности щелочного раствора перекиси водорода  $\gamma \geq 0,03$  и константа скорости реакции молекул хлора с ионами  $\text{HO}_2^-$   $5 \times 10^8$  (моль/литр) $^{-1}\text{с}^{-1}$  [22]. Были исследованы важнейшие термодинамические процессы в генераторе синглетного кислорода: теплота реакции хлора с щелочным раствором перекиси водорода, теплоемкость таких растворов, температура их замерзания, скорость их спонтанного разложения. Было показано, что в реакции хлора с щелочным раствором перекиси водорода электронно-возбужденный кислород образуется с вероятностью более 90% [19]. Создана теория химического струйного генератора синглетного кислорода [13], которая может быть использована также для многих других процессов, представляющих интерес в химической технологии. Экспериментально и теоретически продемонстрирована важная роль процессов перемешивания состояний сверхтонкой структуры атома йода на скорость и эффективность преобразования энергии, запасенной в активной среде кислородно-йодного лазера, в его излучение [23, 24].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *W.L. Bohn*, «COIL activities in Germany», Proc. SPIE, v2767, 1995, pp.160-169.
2. *W.E. Mc.Dermott, N.R. Pchelkin and all.* Appl. Phys. Lett., v. 32, 1978, pp.469-470.
3. *Дж.Даути*. «Анализ химических лазерных систем.» Аэрокосмическая техника, № 2, 1990, стр. 53-59.
4. *F.G.Gebhard*. «Atmospheric Effects Modeling For High Power Laser Sistem», Proc. SPIE, v. 2502, 1994, p.109-110.
5. *D.L. Carroll, D.M. King, L. Fockler, D. Stromberg, W.C. Solomon, L.H. Sentman*, «Performance of a High Power Chemical Oxygen-Iodine Laser using Nitrogen Diluent», Proc. of Lasers'98 Conference, ed. V.J. Corcoran, STS Press, McLean, VA, 1999.
6. *H. Fujii*, «COIL development in Japan», AIAA Paper 94 - 2419, 1994
7. *J. Vetrovec*, «High - power iodine laser application for remote D&D cutting», Proc. SPIE, Vol. 3092, pp 780 - 783.
8. *M. Hallada*, « Research into COIL systems advances remediation of nuclear reactors», OE Report, №180, December 1998, pp. 1,6,7.
9. *J. Vetrovec*, « Prospects for an industrial chemical oxygen - iodine laser», Proc. SPIE, Vol. 3092, pp 723 – 726.
10. *R.J. Demyanovich, S. Lynn*, « Process design and evaluation of a continuous chemical plant for the singlet oxygen-iodine laser», Fusion Technology, v.12, Nov., 1987.
11. *J. Vetrovec*, «Regeneration of basic hydrogen peroxide and chlorine for use in chemical oxygen - iodine laser», Proc. SPIE, Vol.3092, pp 740-743.
12. *F. Wani, S. Nagamoto, M. Endo, S. Takeda, T. Fujioka*, «Downsizing of Chemical-Iodine Laser with a Turbo Blower», Proc. SPIE, v.3574, pp 301-304, 1998.
13. *М.В. Загидуллин, А.Ю. Куров, Н.Л. Куприянов, В.Д. Николаев, М.И. Свистун* «Высокоэффективный струйный генератор  $\text{O}_2(^1\text{DD})$ ». Квантовая электроника, т.18, №7, 1991, стр. 826-832
14. *В.Н. Аязов, М.В. Загидуллин, В.Д. Николаев, М.И. Свистун, Н.А. Хватов*. «Струйный генератор  $\text{O}_2(^1\text{DD})$  с давлением кислорода до 13,3 кПа», Квантовая электроника, т. 21, № 2, 1994, стр. 129-132
15. *В.Н. Аязов, М.В. Загидуллин, В.Д. Николаев, В.С. Сафонов*, «Химический кислородно-йодный лазер со смешением сверхзвуковых струй», Квантовая электроника, т. 24, № 6, стр. 491-494, 1997
16. *М.В. Загидуллин, В.Д. Николаев, М.И. Свистун, Н.А. Хватов*, «Сравнительные характеристики дозвукового и сверхзвукового кислородно-йодных лазеров», Квантовая электроника, т. 25, № 5, стр. 413-415, 1998
17. *М.В. Загидуллин, В.Д. Николаев, М.И. Свистун, Н.А. Хватов*, «Эффективный

- химический кислородно-йодный лазер с продольной прокачкой активной среды”, Квантовая электроника, т. 26, № 2, стр. 1-3, 1999
18. *V.D. Nikolaev*, “Comparative analysis of the different methods of preparing active media in a supersonic COIL”, Proc. SPIE, v. 3268, Paper: 3268-22, 1998
19. *M.V. Zagidullin, V.D. Nikolaev, M.I. Svistun, V.S. Safonov, N.I. Ufimtsev, N.A. Hvatov*, “The study of buffer gas mixing with active gas on chemical oxygen-iodine laser performance with jet type SOG”, Proc. SPIE, v 2702, pp 310-319, 1996
20. *M. Endo, S. Nagatomo, S. Takeda, M. V. Zagidullin, V.D. Nikolaev, H. Fujii, F. Wani, D. Sagimoto, K. Sunako, K. Nanri, T. Fujioka*, “High-Efficiency Operation of Chemical-Iodine Laser Using Nitrogen as Buffer Gas”, IEEE Journ. QE, v34, № 3, PP 393-398, 1998
21. *W. E. McDermott, J.C. Stephens, J. Vetrovec, R.A. Dickerson*, “Operating Experience With a High Throughput Jet Generator”, 28<sup>th</sup> Plasmadynamics and Lasers Conference, June 23-25, 1997/ Atlanta, GA, USA, AIAA Paper 97-2385
22. *В.Н. Аязов, М.В. Загидуллин, В.Д. Николаев, Н.И. Уфимцев*. “Кинетика хемосорбции Cl<sub>2</sub> растворами H<sub>2</sub>O-H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>-KOH и H<sub>2</sub>O-H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>-NaOH”, Журнал физической химии, 1998, т.72, №10, стр.1850-1854.
23. *М.В. Загидуллин, В. И. Игошин, Н.Л. Куприянов*, “Кинетика насыщения активной среды кислородно-йодного лазера”, Квантовая электроника, Т. 11, стр. 1379-1389, 1984
24. *М.В. Загидуллин, В.Д. Николаев*, “Насыщение усиления и эффективность преобразования энергии в излучение в сверхзвуковом кислородно-йодном лазере с устойчивым резонатором”, Квантовая электроника, т. 24, № 5, стр. 423-428, 1997.

## CHEMICAL OXYGEN-IODINE LASER AS AN OPTICAL STATION OF 21 CENTURY

© 1999 M.V. Zagidulin, V.D. Nikolaev

Samara Branch of Physics Institute named for P.N. Lebedev  
of Russian Academy of Sciences

The review of application range for the most perspective chemical oxygen-iodine lasers is presented in this paper. Main results of research, developments and achievements of Samara Branch of Physics Institute in this field are also discussed.