

## Формирование инверсии в лазерах на самоограниченных переходах атомов металлов в условиях сверхбыстрого пробоя

Ю.П. Полунин, А.Н. Солдатов, Н.А. Юдин\*

Томский государственный университет  
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Поступила в редакцию 4.08.2009 г.

Рассмотрен процесс формирования инверсии в лазерах на парах металлов в условиях сверхбыстрого пробоя в концевых зонах разрядного канала газоразрядной трубки (ГРТ), который возникает, когда электроны, имитируемые из плазмы на анод, переходят в режим убегания. Показано, что с момента сверхбыстрого пробоя в активной среде могут возникать волна поляризации плазмы и высокоскоростная волна ионизации, которые в совокупности существенно изменяют процессы развития разряда и формирования инверсии в активной среде. В условиях сверхбыстрого пробоя реализуется равномерное распределение излучения по сечению разрядного канала ГРТ, энергосъем возрастает пропорционально объему активной среды, предельная частота следования импульсов генерации может достигать ~1 МГц, а эффективность ~6–8% лазера на парах стронция. Впервые получена одновременная генерация на всех компонентах парогазовой смеси активной среды (He, Ne, Sr) лазера на парах стронция.

*Ключевые слова:* лазеры на парах металлов, разряд, пробой; metal vapor lasers, discharge, breakdown.

### Введение

Активная среда импульсно-периодических лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов характеризуется высокой проводимостью плазмы с предимпульсной плотностью электронов  $n_{e0} \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . В связи с этим всегда полагалось, что развитие разряда в активной среде импульсно-периодических лазеров осуществляется без стадии пробоя разрядного промежутка. Впервые о наличии пробоя в активных средах с высокой проводимостью плазмы указано в [1].

Проведенный в [2] анализ показал, что сопротивление в начальной стадии разряда определяется в основном не проводимостью нагретой активной части разрядного канала, где  $n_{e0}$  может быть велико, а процессами на электродах и в холодных приэлектродных областях газоразрядной трубки (ГРТ). В этих областях присутствует только буферный газ, поэтому процессы релаксации плазмы в межимпульсный период и процессы в начале импульса возбуждения могут сильно отличаться от процессов в нагретой части. Таким образом, к приходу следующего импульса возбуждения, согласно [2], плотность электронов мала в концевых зонах, соответственно сопротивление велико и в них происходит пробой.

Экспериментальное подтверждение наличия пробоя в концевых зонах разрядного канала ГРТ было

получено в [3], где показано, что формирование инверсии в активной среде осуществляется только после пробоя в промежутке «плазма—анод» ГРТ. При этом возникают три параллельных контура возбуждения: первый образован собственной емкостью ГРТ, второй — обостряющей емкостью и третий — накопительным конденсатором.

Наличие собственной емкости ГРТ обусловлено тем, что плазму в импульсно-периодических лазерах можно рассматривать как проводник с высокой проводимостью, которая в предимпульсных условиях намного больше проводимости в концевых зонах ГРТ. Геометрические размеры плазмы определяются диэлектрическим разрядным каналом. Поэтому плазма и разрядный канал относительно «земли» или обратного токопровода лазера образуют конденсатор или длинную линию, в котором плазма является одной из обкладок конденсатора.

Зарядка обостряющей емкости и собственной емкости ГРТ осуществляется в процессе разрядки накопительного конденсатора через тиратрон, который ограничивает скорость (~4 А/нс для тиратрона ТГИ1-1000/25) зарядки этих емкостей. Следовательно, независимо от геометрических размеров разрядного канала импеданс ГРТ в процессе зарядки проявляет себя как система с сосредоточенными параметрами и все точки плазмы находятся в это время под одним потенциалом. Разность потенциалов возникает только между обкладками данного конденсатора, т.е. между плазмой и «землей». В этих условиях, т.е. в процессе зарядки емкостных составляющих ГРТ и разрядного контура, электроны

\* Юрий Петрович Полунин; Анатолий Николаевич Солдатов (general@tic.tsu.ru); Николай Александрович Юдин.

в плазме не могут набирать энергию, необходимую для осуществления неупругих соударений.

Импеданс газоразрядной трубки лазеров на парах металлов можно рассматривать как систему с сосредоточенными параметрами с момента пробоя в промежутке «плазма–анод» ГРТ, если время развития пробоя превышает время распространения электромагнитного поля в активной среде лазера, в противном случае активную среду лазера необходимо рассматривать как длинную линию. Последнее условие будет выполняться для расстояний между разрядным каналом и анодом ГРТ, соизмеримых с длиной свободного пробега электрона в буферном газе, т.е. электроны, ускоряемые полем в промежутке «плазма–анод», должны переходить в режим убегания. В общем случае критерий, определяющий граничное значение напряженности поля  $E_{cr}$  для сверхбыстрого пробоя, можно записать аналогично [4]  $\sim \alpha_i(E_{cr}, N_{He})d < 1$ , где  $\alpha_i$  – таунсендовский коэффициент размножения электронов;  $N_{He}$  – концентрация буферного газа. Соответственно время пробоя в промежутке «плазма–анод» ГРТ должно составлять  $\sim 0,1$  нс при расстоянии между разрядным каналом и анодом  $d \sim 2$  мм и напряжении на промежутке «плазма–анод»  $\sim 10$  кВ, что намного меньше времени распространения электромагнитного поля в плазме протяженностью  $\sim 50$ – $100$  см.

В настоящей статье рассматривается влияние сверхбыстрого пробоя на процессы в разрядном контуре, кинетику процессов в активной среде и формирование инверсии в активной среде.

## Волна поляризации в активной среде с высокой проводимостью плазмы

Быстрый уход электронов  $\sim 0,1$  нс из пограничного слоя плазмы  $\sim 1$  мкм с момента пробоя на анод должен приводить к нарушению квазинейтральности плазмы на глубину дебаевского радиуса экранирования. Это обуславливает поляризацию плазмы между пограничными областями и возникновение электрического поля

$$\varepsilon = 4\pi\sigma = 4\pi en_{e0}x, \quad (1)$$

стремящегося восстановить квазинейтральность плазмы в возмущенном слое, где  $x$  – толщина разделения пространственного заряда;  $\sigma$  – поверхностная плотность заряда;  $e$  – заряд электрона;  $n_{e0}$  – предимпульсная плотность электронов. Таким образом, поле, возникшее в пограничном с анодом слое плазмы, порождает волну поляризации, которая движется от анода к катоду и, достигая катода, восстанавливает квазинейтральность плазмы. На электроны со стороны поля действует также возвращающая сила

$$F = -e\varepsilon = 4\pi e^2 n_{e0}x/m_e, \quad (2)$$

которая должна привести к возникновению плазменных колебаний на ленгмюровской частоте  $\omega_0$ . Как известно,  $1/\omega_0$  определяет характерное время колебаний заряда около положения равновесия. Однако поле заряженной собственной емкости ГРТ [3] долж-

но являться фактором, устраняющим действие возвращающей силы. В этом случае вместо плазменных колебаний на ленгмюровской частоте может возникнуть направленное движение ионов к аноду ГРТ вслед за смещением электронов. Внешним проявлением данного эффекта должен являться вынос металла из газоразрядного канала на анод ГРТ. Это связано с тем, что весьма значительную роль в процессах переноса играет перезарядка ионов на атомах и молекулах газа. В процессе резонансной перезарядки формируется пучок быстрых атомов, направленный в сторону анода ГРТ, что должно приводить к осаждению металла в холодной части анода. В результате распространения волны поляризации предимпульсные электроны в плазме набирают энергию направленного движения с фронтом нарастания  $\sim 0,1$  нс и их движение поддерживается полем собственной емкости ГРТ, что должно приводить к возникновению диффузного разряда. При этом волна поляризации плазмы должна распространяться от анода к катоду без затухания, что позволяет формировать моноэнергетические электроны в плазме.

## Высокоскоростная волна ионизации плазмы

Хорошо известно, что при «быстром замыкании» заряженной линии возникает обратная высокоскоростная волна ионизации [5]. По этой причине в рассматриваемом нами случае мгновенные значения тока в различных точках активной среды различны и нельзя применять законы Ома и Кирхгофа и считать распределенные параметры сосредоточенными в одном месте. Кроме того, здесь становится существенной и распределенная емкость отдельных элементов цепи друг к другу, поэтому в электротехнике быстрых токов прибегают к упрощению. Распределенную линию разбивают на участки  $dz$ , меньшие длины волны, и для таких участков применяют теорию квазистационарных токов, т.е. вводят сосредоточенные элементы

$$-R = R_n dz; L = L_n dz; C = C_n dz,$$

где  $R_n, L_n, C_n$  – распределенные параметры на единицу длины, и записывают для такого элемента законы Ома и Кирхгофа.

Для моделирования процесса формирования высокоскоростной волны ионизации в активной среде мы воспользовались компьютерными программами, применяемыми для моделирования переходных процессов в электротехнических цепях, при этом импеданс активной среды был представлен в виде 10 последовательно включенных цепочек элементов  $L_n, C_n, R_n$ . Моделирование данного процесса показало, что в плазме протяженностью  $\sim 50$  см реализуется бегущая волна с начальной напряженностью у анода ГРТ  $\sim 1$  кВ/см при напряжении на емкостной составляющей активной среды  $\sim 10$  кВ и предимпульсной концентрации электронов  $\sim 10^{12} - 10^{13}$  см $^{-3}$ .

За фронтом волны возникает ионизационный процесс. Данный процесс является причиной под-

держания и распространения напряженности поля от анода к катоду ГРТ и, по сути, является фактором возникновения и поддержания бегущей волны с фазовой скоростью, равной скорости распространения волны ионизации. В этом случае энерговклады от второго и третьего контуров возбуждения должны начинаться после прохождения данной волны. Следовательно, если осуществлять накачку активной среды в условиях волны ионизации, то второй и третий контуры будут являться «паразитными» контурами, приводящими к снижению практического КПД лазера. Соответственно, если их исключить, например использовать собственную емкость ГРТ в качестве накопительного конденсатора, то можно реализовать КПД лазеров на самоограниченных переходах  $\sim 10\%$ .

Моделирование процессов в активной среде проводилось без учета распространения волны поляризации плазмы, что в совокупности представляет весьма сложную задачу. Однако в случае справедливости представленной модели процессов, протекающих в активной среде лазера, экспериментально должны реализоваться:

- диффузный разряд и соответственно равномерное распределение излучения лазера по сечению разрядного канала ГРТ;
- возрастание энергоемкости пропорционально объему активной среды;
- возможность получения генерации на всех компонентах парогазовой смеси активной среды;
- высокая предельная частота следования импульсов генерации;
- высокая эффективность накачки активной среды.

В качестве модельной среды в экспериментальных исследованиях использовался лазер на парах стронция, для которого характерно наличие генерации в случае ионизационной [6–8] и рекомбинационной [9] неравновесности плазмы.

## Энергетические характеристики лазера на парах стронция

Типичная конструкция ГРТ лазеров на парах металлов состоит из вакуумноплотной оболочки, в которой располагается теплоизолированный газоразрядный канал, образованный керамической трубкой. На торцах газоразрядного канала в холодных буферных зонах расположены цилиндрические электроды [6–8, 10]. Поскольку, изменяя расстояние между разрядным каналом и анодом ГРТ, можно регулировать время пробоя, то модернизация конструкции ГРТ заключалась в выборе необходимого расстояния между разрядным каналом и электродами ГРТ.

Исследования проводились с ГРТ, разрядный канал которой выполнен из ВеО-керамической трубки с внутренним диаметром 2 см и длиной 50 см. В качестве глухого зеркала резонатора использовалось зеркало с алюминиевым покрытием, а в качестве выходного – плоскопараллельная пластина из СаF<sub>2</sub>. Накачка активной среды осуществлялась по

схеме прямого разряда накопительного конденсатора  $C \sim 1175\text{--}1570$  пФ. В качестве коммутатора использовался тиратрон ТГИ1-1000/25. Регистрация импульсов тока, напряжения и генерации проводилась с помощью поясов Роговского, пробника напряжения Р6015А и коаксиальных фотоэлементов соответственно.

Регистрируемые датчиками сигналы подавались на осциллограф *Tektronix* TDS-3032. Средняя мощность генерации контролировалась измерителем мощности *OPHIR (Nova II)*. Спектр излучения лазера контролировался с помощью монохроматора МДР-204 с пределом регистрации  $\sim 5$  мкм, поэтому линия 6,45 мкм Sr при спектральных измерениях не регистрировалась. Накачка активной среды осуществлялась при частотах следования импульсов возбуждения (ЧСИ)  $\sim 17\text{--}24$  кГц и напряжении на высоковольтном выпрямителе  $\sim 3,5\text{--}5,5$  кВ.

Исследование He–Sr-лазера показало, что в спектре излучения лазера наблюдаются типичные линии генерации на самоограниченных переходах атома и иона Sr при уровне суммарной средней мощности генерации на всех линиях  $\sim 4$  Вт [11]. Добавка в He  $\sim 10\%$  Ne приводила к увеличению средней мощности генерации до  $\sim 5$  Вт. При этом разряд имел диффузный характер и не наблюдалось характерной для лазеров на парах металлов привязки разряда к электродам ГРТ в виде катодного и анодного пятен (рис. 1, в).

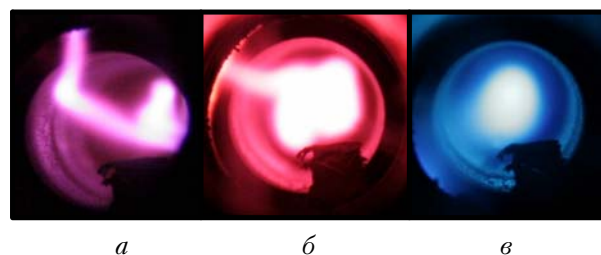


Рис. 1. Изменение анодного пятна на поверхности электрода по мере разогрева разрядного канала ГРТ: а – разряд в гелии; б – расконтракция разряда; в – режим начала генерации

Анодное и катодное пятна на поверхности электродов наблюдались только в начальный момент разогрева разрядного канала ГРТ (рис. 1, а, б). Пленка стронция на аноде ГРТ, нарастающая в процессе работы лазера, отчетливо видна на рис. 1.

Измерение вольтамперных характеристик разряда (рис. 2) показало, что в начальный момент разрядки накопительного конденсатора параллельно заряжаются емкостные составляющие импеданса разрядного контура и ГРТ лазера.

По этой причине происходит одновременное нарастание напряжения на ГРТ и тока, протекающего через тиратрон. При этом ток, протекающий через ГРТ, пренебрежимо мал. После пробоя промежутка «плазма–анод» ГРТ, соответствующего максимуму напряжения на ГРТ, наблюдается нарастание тока через ГРТ и возникает генерация. Зная амплитуду напряжения на ГРТ  $U$ , тока  $I$ , протекающего через

тиратрон, и время заряда емкостных составляющих  $t$ , можно оценить их емкость, поскольку  $C = q/U = It/2U = C_0 + C_2 \sim 300$  пФ.

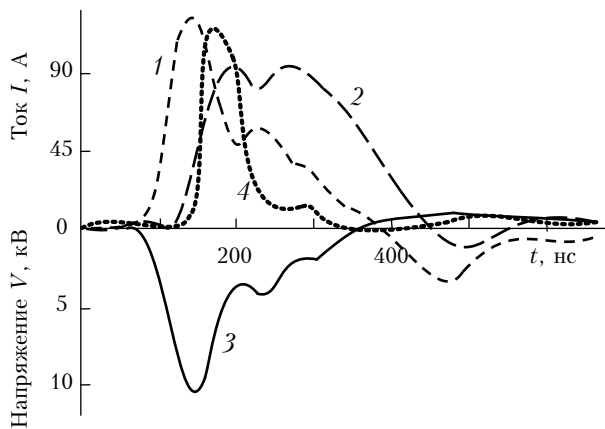


Рис. 2. Импульсы тока, протекающего через тиратрон (1) и через ГРТ (2), импульс напряжения на ГРТ (3) и импульс генерации (4)

Прямые измерения показали, что обостряющая емкость  $C_0 \sim 240 \pm 250$  пФ, соответственно собственная емкость ГРТ  $C_2 \sim 50 \pm 60$  пФ. Следовательно, мощность, вводимая в ГРТ от первого контура возбуждения, образованного собственной емкостью ГРТ, составляет 60–70 Вт при частоте следования импульсов возбуждения  $\sim 20$  кГц. Первый контур должен определять формирование инверсии в активной среде лазера, а остальные, образованные обостряющей емкостью и накопительным конденсатором, обуславливают дополнительный энерговклад, приводящий к существенному снижению практического кпд лазера. В этом случае физический кпд лазера относительно энерговклада от первого контура должен составлять  $\sim 6$ –8%. Однако чтобы действительно оценить физический кпд лазера, необходимо знать — осуществляется в этот период времени или нет подпитка из внешних контуров. Для этого нужно последовательно «исключить» из накачки третий и второй контуры. Только в случае, если не будет наблюдаться уменьшение средней мощности генерации, можно утверждать, что накачка активной среды осуществляется энергией, запасаемой в емкостной составляющей импеданса ГРТ. Для того чтобы «исключить» из накачки третий и второй контуры, достаточно между обостряющей емкостью и ГРТ ввести индуктивность (в экспериментах использовали индуктивность  $\sim 20$  мкГн).

Введение индуктивности приводит к резкому снижению частоты свободных колебаний второго и третьего контуров и исключает их из процесса формирования инверсии. Соответственно, измеряя среднюю мощность генерации лазера и сравнивая с начальным уровнем средней мощности без индуктивности, можно оценить вклад каждого контура в процесс формирования инверсии в лазере и оценить физический кпд лазера.

Проведенные нами исследования подтвердили, что в формировании инверсии участвует только пер-

вый контур возбуждения, а энерговклады от второго и третьего контуров в активную среду не осуществляются в течение этого времени [12]. При этом реализуется режим практически полного согласования источника питания с нагрузкой, что позволяет рассчитывать на существенное увеличение ЧСИ генерации.

Накачка активной среды лазера на парах стронция цугом сдвоенных импульсов в условиях саморазогревного режима работы лазера показала, что генерация наблюдается во втором импульсе возбуждения при задержке между импульсами возбуждения вплоть до 1,35 мкс, а предельная ЧСИ генерации, соответственно, может достигать  $\sim 1$  МГц [13]. Экспериментальные исследования также подтвердили, что наблюдается линейный рост средней мощности генерации с увеличением объема активной среды лазера на парах стронция (рис. 3).

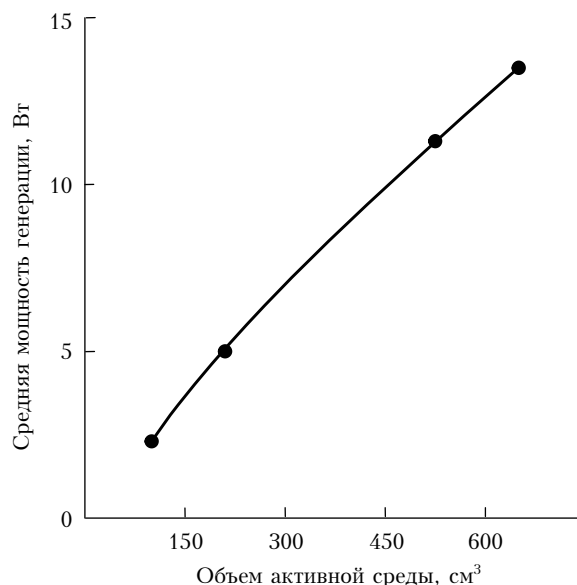


Рис. 3. Зависимость средней мощности генерации лазера на парах стронция от величины объема активной среды ГРТ

При объеме активной среды лазера  $650 \text{ см}^3$  суммарная средняя мощность на всех линиях генерации составляла 13,6 Вт. Отклонение от линейного нарастания средней мощности генерации наблюдалось с уменьшением объема активной среды ( $< 150$ – $200 \text{ см}^3$ ), что связано с пренебрежимо малой величиной собственной емкости ГРТ.

Исследование распределения мощности генерации по диаметру разрядного канала проводилось с ГРТ, диаметр разрядного канала которой составлял 30 мм, а объем активной среды  $650 \text{ см}^3$ . Это распределение представлено на рис. 4 при мощностях генерации  $\sim 4,6$ ;  $7,4$ ;  $9$  Вт, которое показывает, что распределение достаточно равномерное. Излучение занимает  $\sim 70\%$  от всей рабочей площади, или  $85\%$  его диаметра по полувысоте амплитуды мощности генерации. Измерения проводились с плоскопараллельным резонатором. Увеличение мощности генерации до 13 Вт существенно не изменило картину распределения мощности генерации по диаметру разрядного канала.

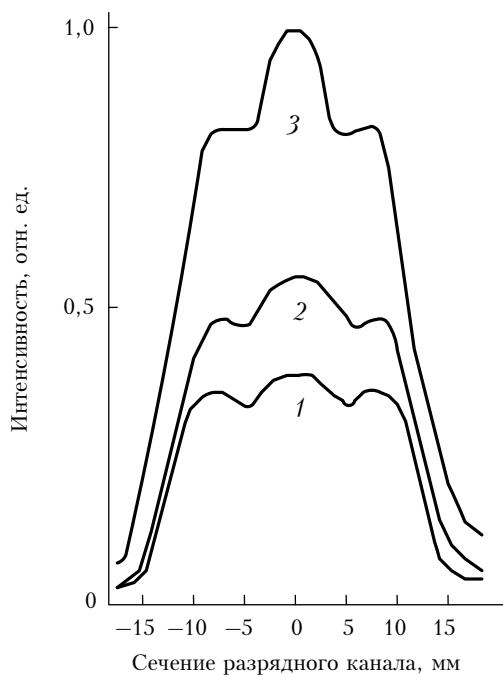


Рис. 4. Распределение мощности излучения Sr-лазера по диаметру разрядного канала ГРТ. Мощность генерации: 1 — 4,6 Вт; 2 — 7,4 Вт; 3 — 9 Вт; диаметр канала 30 мм

Полученные в [14] результаты расчета условий для кривой убегания в парах меди соизмеримы с условиями накачки активной среды лазера на парах стронция в наших экспериментах, что указывает на принципиальную возможность перевода предимпульсных электронов в режим убегания относительно атомов металла. Доказательством осуществления такого режима может являться реализация одновременной генерации не только на самоограниченных переходах атома и иона стронция, но и на переходах буферных газов, например, на самоограниченных переходах атома гелия.

Если перевести предимпульсные электроны в режим убегания относительно атомов стронция в парогазовой смеси, то электроны должны перестать «замечать» атомы стронция, возбуждая атомы буферного газа. Электроны станут возбуждать или «замечать» атомы стронция только с потерей энергии в процессе упругих и неупругих столкновений с атомами буферного газа. Это и являлось основой предположения о возможности осуществления генерации на всех элементах парогазовой смеси лазера на парах стронция.

Поскольку возможности повышения напряжения на накопительном конденсаторе в экспериментах были ограничены тиратроном, то исследовалась возможность перевода предимпульсных электронов в режим убегания за счет снижения концентрации атомов стронция в разряде. Полагалось, что необходимые условия для перевода электронов в режим убегания должны возникнуть в результате снижения концентрации атомов стронция за счет выноса металла в холодные буферные зоны в процессе длительной работы лазера. Именно в этих условиях нами была получена генерация на самоограниченных

переходах SrI и SrII ( $2^1P_1-2^1S_0$ ) —  $\lambda = 2058$  нм атома гелия и переходах  $2s-2p$  атома неона [15]. При этом «внутрирезонаторно» наблюдалась генерация на переходах  $3s-2p$  и самоограниченном переходе ( $\lambda = 540$  нм) атома неона.

## Заключение

Полученные экспериментальные результаты, анализ процессов в активной среде и разрядном контуре лазера позволяют утверждать, что потенциально высокие энергетические характеристики лазеров на самоограниченных переходах ограничены процессами в разрядном контуре с сосредоточенными параметрами импеданса активной среды. Достижимый уровень средней мощности генерации в лазере на парах стронция можно оценить  $\sim 100-200$  Вт, а в лазере на парах меди  $\sim 1,0-1,5$  кВт с объема 1 л активной среды в условиях формирования инверсии в активной среде с распределенными параметрами ее импеданса в условиях сверхбыстрого пробоя. Это определяет перспективы развития лазеров на парах металлов и необходимость детального исследования механизма формирования разряда в условиях сверхбыстрого пробоя и кинетики процессов в активной среде.

Работа выполнена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг., номер государственного контракта 02.740.11.0444.

1. Hogan G.P., Webb C.E. Pre-ionization and discharge breakdown in the copper vapour laser: the phantom current // Opt. Commun. 1995. V. 117. N 5. P. 570–579.
2. Земсков К.И., Исаев А.А., Петраш Г.Г. Развитие разряда в импульсных лазерах на парах металлов // Квант. электрон. 1999. Т. 27. № 2. С. 183–188.
3. Юдин Н.А., Суханов В.Б., Губарев Ф.А., Евтушенко Г.С. О природе фантомных токов в активной среде лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов // Квант. электрон. 2008. Т. 38. № 1. С. 23–29.
4. Тарасенко В.Ф., Яковленко С.И. Механизм убегания электронов в плотных газах и формирование мощных субнаносекундных электронных пучков // Успехи физ. наук. 2004. Т. 174. № 9. С. 953–971.
5. Василяк Л.М., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Филогин И.В. Высокоскоростные волны ионизации при электрическом пробое // Успехи физ. наук. 1994. Т. 164. № 3. С. 263–285.
6. Солдатов А.Н., Соломонов В.И. Газоразрядные лазеры на самоограниченных переходах в парах металлов. Новосибирск: Наука, 1985. 151 с.
7. Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовский И.И., Молодых Э.И. Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов. М.: Научн. книга, 1998. 544 с.
8. Little C.E. Metal Vapour Lasers. Physics, Engineering and Application. N.Y.: John Wiley & Sons, 1999. 620 p.
9. Иванов И.Г., Латуш Е.Л., Сэм М.Ф. Ионные лазеры на парах металлов. М.: Энергоатомиздат, 1990. 256 с.
10. Григорьянц А.Г., Казарян М.А., Лябин Н.А. Лазеры на парах меди. Конструкция, характеристики и применения. М.: Физматлит, 2005. 312 с.
11. Soldatov A.N., Filonov A.G., Shumeiko A.S., Kirilov A.E., Ivanov B., Haglund R., Mendenhall M., Ga-

- bella B., Kostadinov I.* A Sealed-off Strontium-Vapor Laser // Proc. SPIE. 2004. V. 5483. P. 252–261.
12. *Солдатов А.Н., Юдин Н.А., Васильева А.В., Полуни Ю.П.* Эффективность накачки лазера на парах стронция в условиях бегущей волны возбуждения // Изв. вузов. Физ. 2008. № 12. С. 79–87.
13. *Солдатов А.Н., Юдин Н.А., Васильева А.В., Полуни Ю.П., Чеботарев Г.Д., Латуш Е.Л., Фесенко А.А.* О предельной частоте следования импульсов генерации ионного самоограниченного лазера на парах стронция // Квант. электрон. 2008. Т. 38. № 11. С. 1009–1015.
14. *Ткачев А.Н., Феденев А.А., Яковленко С.И.* Коэффициент Таунсенда и кривая ухода для паров меди // Письма в ЖТФ. 2007. Т. 33. Вып. 2. С. 68–73.
15. *Солдатов А.Н., Юдин Н.А., Полуни Ю.П., Реймер И.В., Хохряков И.В.* Импульсно-периодический лазер на РМ-переходах гелия и стронция // Изв. вузов. Физ. 2008. № 1. С. 6–9.

*Yu.P. Polunin, A.N. Soldatov, N.A. Yudin.* **Population inversion in self-terminating metal-vapor lasers under conditions of superfast breakdown.**

The process of obtaining population inversion in metal vapor lasers is investigated under conditions of superfast breakdown initiated at the ends of the discharge channel of a gas-discharge tube (GDT), when the electrons, emitted from plasma toward the anode, turned into the runaway ones. It is demonstrated that the onset of the superfast breakdown in the active medium is accompanied by generation of plasma polarization and high-velocity ionization waves, which essentially change the regimes of discharge evolution and population inversion in the active medium. Under conditions of superfast breakdown, the radiation distribution over the GDT discharge channel cross section was uniform, the power output increased in proportion to the volume of the active medium, the maximal laser pulse repetition frequency was ~ 1 MHz, and the lasing efficiency reached ~ 6–8% of the efficiency of the strontium vapor laser. Simultaneous lasing of all components of the active gas-vapor mixture of the strontium vapor laser (He, Ne, and Sr) was first excited.