

Релаксация метастабильных состояний в лазерах на самоограниченных переходах

Н.А. Юдин, М.Р. Третьякова, Н.Н. Юдин*

*Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36*

Поступила в редакцию 14.10.2011 г.

Рассмотрен процесс релаксации метастабильных уровней атома меди в межимпульсный период в лазере на парах меди. Показано, что высокая скорость релаксации после импульса возбуждения обусловлена ионизационным охлаждением электронов в активной среде и процессом диссоциативной рекомбинации в холодных буферных зонах газоразрядной трубки. При этом диссипация энергии, запасенная в реактивных составляющих импеданса разрядного контура, в этот период времени осуществляется в холодных буферных зонах. Процесс диссипации энергии в этих зонах происходит до момента, когда сопротивление плазмы в концевых зонах разрядного канала достигнет значения, начиная с которого проходные емкостные составляющие шунтируют холодные буферные зоны. В результате возникает высокочастотный контур и дальнейшая диссипация энергии осуществляется в активной среде. Это снижает скорость релаксации метастабильных состояний в межимпульсный период и определяет характерный излом во временном ходе населенности метастабильных состояний, определяющий момент возникновения высокочастотного контура.

Ключевые слова: лазеры на самоограниченных переходах, инверсная населенность; lasers on self-terminating transition, population inversion.

Введение

Наиболее эффективными среди газовых лазеров, работающих в видимом диапазоне оптического спектра, являются лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов (ЛСПМ). Использование в качестве верхнего (первого) резонансного уровня атома предполагает не только высокий квантовый кпд, достигающий 0,5–0,7, но и кпд лазера в целом ~ 10% [1]. Его достижение для лазера, работающего в видимом диапазоне оптического спектра, остается актуальной задачей. В настоящее время хорошо известно, что высокая скорость ступенчатой ионизации с резонансных уровней атомов металлов обуславливает насыщение населенности резонансных уровней в импульсе возбуждения и ограничивает энергию импульса генерации [2–5]. Поэтому частотно-энергетические характеристики лазера в таких условиях должны определяться процессами релаксации метастабильных состояний N_m в межимпульсный период и их заселением на фронте импульса возбуждения, а повышение средней мощности генерации ЛСПМ представляется возможным только за счет увеличения объема активной среды и частоты следования импульсов (ЧСИ) генерации.

Наличие пробоя в концевых зонах разрядного канала газоразрядной трубки (ГРТ) с электродами, расположенными в холодных буферных зонах [6–10],

обуславливает, согласно [8–10], обострение фронта нарастания напряжения на активной составляющей импеданса ГРТ, что устраняет эффект заселения метастабильных состояний на фронте импульса возбуждения [11]. При этом экспериментально наблюдаемая низкая скорость релаксации метастабильных состояний в межимпульсный период [2] определяется, согласно [10], процессом диссипации в межимпульсный период энергии, запасаемой в реактивных составляющих разрядного контура во время импульса возбуждения. Следовательно, чтобы реализовать потенциально высокие энергетические характеристики ЛСПМ, необходимо выяснить механизм диссипации энергии, запасаемой в реактивных составляющих импеданса ГРТ, и оценить технические возможности его нейтрализации.

1. Механизм диссипации в межимпульсный период энергии, запасаемой в реактивных составляющих импеданса ГРТ

Развитие ионизационного процесса в активной среде после пробоя обуславливает высокую степень ионизации активной среды > 0,1% к окончанию импульса возбуждения [12–14]. Это приводит к выравниванию проводимости плазмы и газовой температуры на оси разряда по всей длине разрядного промежутка между электродами к окончанию импульса возбуждения. Измерения температуры газа в лазере на парах меди по доплеровскому уширению линии

* Николай Александрович Юдин (yudin@tic.tsu.ru);
Маргарита Рафаиловна Третьякова; Николай Николаевич Юдин.

неона в разряде [15] показали, что в ГРТ с диаметром разрядного канала 1,2 см и длиной 70 см (при вводимой мощности на уровне 15 Вт/см) на оси разрядного канала ГРТ реализуется температура газа $T_g = 3900 \div 4500$ К. При этом температура стенки разрядного канала ГРТ лазера на парах меди составляет ~ 1800 К, а температура стенки ГРТ в холодных буферных зонах ~ 400 К. В типичных условиях накачки всегда наблюдаются расконтракция разряда в активной среде лазера при рабочей температуре и контрагированный разряд в концевых зонах между электродами и разрядным каналом ГРТ (рис. 1).

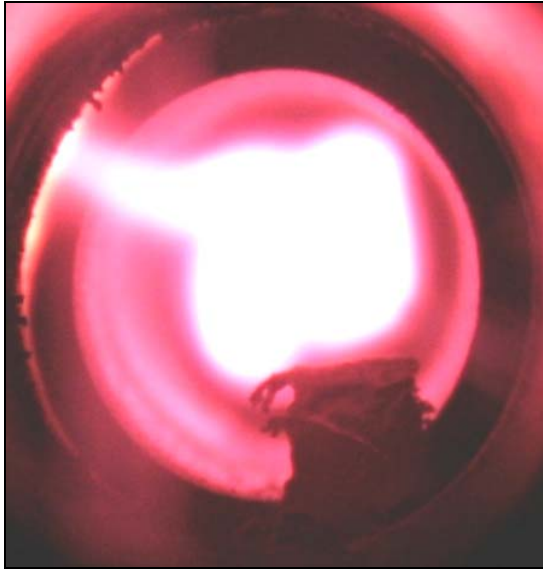


Рис. 1. Формирование разряда при рабочей температуре разрядного канала в ГРТ с электродами, расположенными в холодных буферных зонах

Это определяет высокий градиент температуры в холодных буферных зонах после импульса возбуждения, обуславливающий процесс расширения плазмы с начальной среднеквадратической скоростью атомов и ионов неона $\langle v \rangle_{cp} \sim 2-2,5 \cdot 10^6$ мм/с. Расширение плазмы в холодных буферных зонах приводит к снижению степени ионизации плазмы и ее охлаждению, что инициирует процесс диссоциативной рекомбинации в холодных буферных зонах.

Диссоциативная рекомбинация несложных молекулярных ионов, таких как Ne_2^+ , протекает, как известно, по прямому механизму, когда электрон захватывается в автоионизационное состояние, отвечающее отталкиванию ядер. Последующий разлет ядер приводит к стабилизации этого состояния, т.е. к рекомбинации. Характеристиками процесса диссоциативной рекомбинации [16] являются сечение диссоциативной рекомбинации $\sigma_{рек}(E)$ при парном соударении электрона с энергией E и иона, а также коэффициент диссоциативной рекомбинации $\alpha = \langle v \sigma \rangle$, где v — скорость электрона. Коэффициент диссоциативной рекомбинации входит в уравнение баланса для плотности электронов n_e в газе:

$$dn_e/dt = -\alpha n_e N_i, \quad (1)$$

где N_i — плотность молекулярных ионов. Сечение рекомбинации, при эффективном протекании процесса, порядка сечения упругого рассеяния электрона на молекуле: $\sigma_{рек} \sim 10^{-14}$ см². Поскольку характерная скорость электрона при комнатной температуре $v \sim 10^7$ см/с, то по порядку величины $\alpha \sim 10^{-7}$ см³/с. Коэффициент диссоциативной рекомбинации молекулярного иона Ne_2^+ при температуре $T_0 \sim 295$ К составляет $1,8 \cdot 10^{-7}$ см³/с [16, 17]. Диссоциативная рекомбинация определяет объемную нейтрализацию заряженных частиц в низкотемпературной плазме молекулярных газов, а также в плазме атомарных газов достаточно высокого давления ($p > 10$ торр) при умеренных температурах тяжелых частиц (до ~ 1000 К), когда преобладающим сортом положительно заряженных частиц являются молекулярные ионы. Зависимость коэффициента диссоциативной рекомбинации от температуры электронов T_e и температуры газа T имеет вид

$$\alpha = \alpha_0 \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\gamma_1} \left(\frac{T_0}{T_e} \right)^{\gamma_2}, \quad (2)$$

где $\gamma_1 \approx 1$, $\gamma_2 \approx 0,5$. В таблице приведены значения коэффициента α для T_e и T , характерных для ближнего послесвечения разряда в холодных буферных зонах после импульса возбуждения.

Значения коэффициента диссоциативной рекомбинации для T_e и T , характерных для ближнего послесвечения разряда в холодных буферных зонах

T, К	T_e , К			
	5000	6000	7000	8000
	α , см ³ /с			
500	$2,6 \cdot 10^{-8}$	$2,4 \cdot 10^{-8}$	$2,28 \cdot 10^{-8}$	$2,06 \cdot 10^{-8}$
600	$2,1 \cdot 10^{-8}$	$1,9 \cdot 10^{-8}$	$1,84 \cdot 10^{-8}$	$1,66 \cdot 10^{-8}$
700	$1,8 \cdot 10^{-8}$	$1,65 \cdot 10^{-8}$	$1,56 \cdot 10^{-8}$	$1,4 \cdot 10^{-8}$
800	$1,6 \cdot 10^{-8}$	$1,5 \cdot 10^{-8}$	$1,4 \cdot 10^{-8}$	$1,27 \cdot 10^{-8}$
900	$1,4 \cdot 10^{-8}$	$1,3 \cdot 10^{-8}$	$1,23 \cdot 10^{-8}$	$1,11 \cdot 10^{-8}$
1000	$1,3 \cdot 10^{-8}$	$1,2 \cdot 10^{-8}$	$1,14 \cdot 10^{-8}$	$1,03 \cdot 10^{-8}$

Вышеприведенные оценки показали, что расширение плазмы в холодных буферных зонах после импульса возбуждения обуславливает эффективное восстановление сопротивления плазмы за ~ 1 мкс. В это же время в активной среде лазера на парах меди наблюдается ионизационное охлаждение электронов. Согласно [18] ионизация может наблюдаться после импульса возбуждения за счет запасенной кинетической энергии электронов и за время ~ 1 мкс

$$\tau_i \approx (n_m \beta I)^{-1} \quad (3)$$

(где n_m — концентрация атомов металлов; β — коэффициент ступенчатой ионизации; I — энергия ионизации атома металла) T_e падает до температуры ионизации $T_i \sim 0,6$ эВ, соответствующей равновесию между ионизацией и рекомбинацией. Ионизационное охлаждение электронов в ближнем послесвечении разряда определяет высокую начальную скорость релаксации метастабильных состояний меди, наблюдаемую экспериментально (рис. 2).

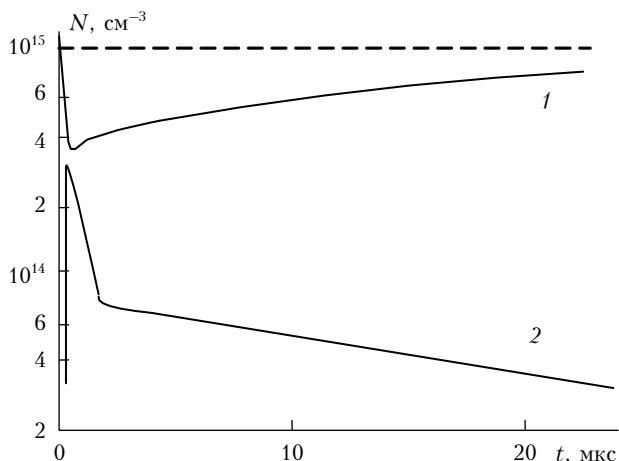


Рис. 2. Изменение населенности основного (1) и метастабильного $4s^2 2D_{5/2}$ (2) уровней в межимпульсный интервал времени. Штриховой линией показана предимпульсная населенность основного состояния [2]

При этом диссипация энергии, запасенной в реактивных составляющих разрядного контура, будет происходить в холодных буферных зонах. Процесс диссипации энергии в холодных буферных зонах осуществляется до определенного момента, когда сопротивление плазмы в концевых зонах разрядного канала достигнет критического значения $R_{кр}$, начиная с которого проходные C_1 и C_3 [8, 9] емкостные составляющие шунтируют холодные буферные зоны.

В результате шунтирования холодных буферных зон возникает высокочастотный контур и дальнейшая диссипация энергии осуществляется в активной среде. Это снижает скорость релаксации метастабильных состояний в межимпульсный период и определяет характерный излом (рис. 2) во временном ходе населенности метастабильных состояний, определяющий момент возникновения высокочастотного контура. При этом в определенных экспериментальных условиях наблюдалось нарастание населенности метастабильного $4s^2 2D_{5/2}$ уровня атома меди в послесвечении импульсного разряда в лазере на парах меди с момента возникновения высокочастотного контура [19]. Моделирование данного процесса показало, что $R_{кр}$ зависит от емкостных составляющих C_1 и C_3 [8, 9] и равно $\sim 100 \div 300$ Ом при $C_1 = C_3 \sim 5 \div 10$ пФ. Следовательно, чтобы обеспечить высокую скорость релаксации метастабильных состояний в межимпульсный период, необходимо нейтрализовать влияние высокочастотного контура на время диссипации энергии, запасаемой в реактивных составляющих импеданса разрядного контура.

2. Способы нейтрализации влияния высокочастотного контура

Имеется достаточно большое число публикаций, содержащих результаты измерения концентрации N_m в лазерах на парах меди [2, 19–22]. Более полный список публикаций по результатам измерения N_m приведен в монографиях [23, 24].

Если чисто формально сравнить экспериментальные условия работ [2, 22], то практически нельзя найти различий. Исследования проводились в схеме с частичным разрядом накопительного конденсатора (рис. 3, а).

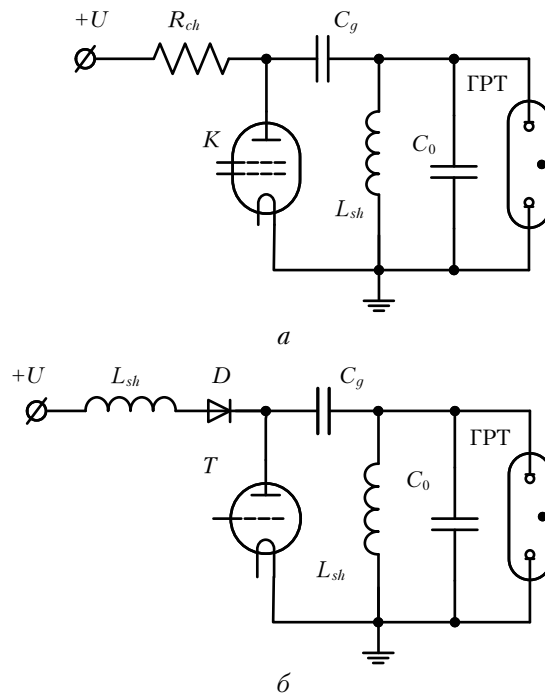


Рис. 3. Схемы возбуждения активной среды лазера на парах меди: а – с частичным разрядом накопительного конденсатора; б – с полным разрядом накопительного конденсатора; К – модуляторная лампа; Т – тиратрон; R_{ch} , L_{ch} – зарядные резистор и дроссель соответственно; C_g – накопительный конденсатор; D – зарядный диод; L_{sh} – шунтирующая индуктивность; C_0 – обостряющая емкость

В качестве коммутатора использовались модуляторные лампы ГМИ-29А. Исследования проводились с газоразрядными трубками производства ФГУП «НПО «Исток»» с разрядным каналом диаметром 2 см, но разной длиной – 40 [2] и 120 см [22]. При этом наблюдалось существенное различие в скорости релаксации населенности метастабильных состояний в межимпульсный период. Минимальная скорость релаксации N_m выявлена в [2] и максимальная в [22] (ср. также и работы [19–24], в которых проводились подобные измерения).

Медленную скорость релаксации метастабильных состояний [2] в межимпульсный период авторы работы [22] объясняют тем, что многие исследователи пренебрегают оптимизацией систем возбуждения и поэтому ограничения, связанные с высокой предимпульсной населенностью метастабильных состояний N_{m0} , носят искусственный характер. Для обеспечения быстрой релаксации метастабильных состояний в межимпульсный период, согласно [22], необходимо работать в режиме согласованной нагрузки. Под режимом согласованной нагрузки понимаются условия накачки, при которых вся энергия, вводимая в активную среду, выделяется на активной составляющей

импеданса ГРТ за время импульса возбуждения. В этом случае действительно в реактивных составляющих разрядного контура не запасается энергия, и релаксация N_m в межимпульсный период, согласно [10] и вышеприведенному анализу, должна происходить достаточно быстро в столкновениях с остывающими электронами.

Однако в разрядном контуре лазера режим согласованной нагрузки может быть реализован только в случае аperiodического процесса в контуре, т.е. когда выполняется условие $R > 2\rho$, где R – сопротивление плазмы; ρ – волновое сопротивление контура. В [25] показано, что при частичном разряде накопительного конденсатора всегда можно выбрать емкость накопительного конденсатора такой, чтобы выполнялось условие $R > 2\rho$, и фронт нарастания импульса возбуждения будет определяться аperiodическим процессом. При этом в схемах с ламповым коммутатором емкость накопительного конденсатора выбирают из условия, чтобы энергия, отбираемая от накопительного конденсатора, была много меньше энергии, запасенной в накопительном конденсаторе, т.е. напряжение на накопительном конденсаторе за время формирования импульса возбуждения должно изменяться незначительно. В этих условиях ток в контуре должен нарастать, пока лампа находится в открытом состоянии, и, соответственно, запираение лампы происходит при максимальном токе в контуре. Обрыв тока в лампе не означает прекращение тока в контуре, поскольку в индуктивности ГРТ будет запасена энергия $E = L(I_{\max})^2/2$, где $L \sim 1$ мкГн – индуктивность ГРТ: $I_{\max} \sim 300$ А – амплитуда тока в контуре лазера [22, 26]. Энергия $E = L(I_{\max})^2/2 \sim 5 \cdot 10^{-2}$ Дж запасается в индуктивности ГРТ. Диссипация энергии, запасенной в индуктивности ГРТ, осуществляется в виде колебательного процесса в контуре, образованном обостряющей емкостью, подключенной параллельно ГРТ. По этой причине невозможен в лазере на парах меди режим согласованной нагрузки при частичном разряде накопительного конденсатора, что подтверждают измерения импульсов тока и напряжения в разработанном лазерном комплексе [26], на котором проводились исследования [22]. На осциллограммах импульсов тока и напряжения всегда наблюдался затухающий колебательный процесс, что указывает на несогласованность источника питания с нагрузкой.

Наблюдаемое различие во временном ходе населенности метастабильных состояний в [2, 22] можно объяснить следующим. В [27] было показано, что протекание межимпульсных токов через активную среду ГРТ во время заряда накопительного конденсатора приводит к снижению энергетических характеристик лазера на парах меди. В [28] указывалось, что для снижения влияния межимпульсных токов необходимо уменьшать величину L_{sh} (рис. 3), подключенную параллельно ГРТ, поскольку в [27] она была завышена. Для исключения протекания межимпульсных токов необходимо, чтобы время зарядки накопительного конденсатора t_{ch} было больше 50 мкс при величине шунтирующей индуктивности ~ 100 мкГн [29]. Это всегда учитывалось при

оптимизации параметров накачки ЛСПМ с момента публикаций [27, 28]. Можно предположить, что это также учитывалось в [2] при оптимизации условий накачки, поскольку время зарядки накопительного конденсатора в схемах с частичным разрядом накопительного конденсатора определяется сопротивлением зарядного резистора R_{ch} (см. рис. 3, а) и легко регулируется. Однако, как показано выше, это не влияет на процесс диссипации энергии, запасенной в реактивных составляющих импеданса разрядного контура, что определило наблюдаемый временной ход населенности метастабильных уровней [2].

Период следования импульсов возбуждения $1/f$ (f – частота следования импульсов возбуждения), емкость накопительного конденсатора C и сопротивление зарядного резистора R_{ch} лазеров на парах меди [22] в лазерном комплексе [26] составляли $1/f = 90$ мкс, $C = 20$ нФ и $R_{ch} \sim 500$ Ом соответственно. Время зарядки накопительного конденсатора при этих параметрах составляло $t_{ch1} \sim 15$ мкс, что намного меньше $1/f$ и t_{ch} . В связи с этим в лазерах [22, 26] не использовалась шунтирующая индуктивность, а зарядка накопительного конденсатора осуществлялась через ГРТ, что устраняло образование высокочастотного контура на время зарядки накопительного конденсатора и обеспечивало наблюдаемую [22] скорость релаксации населенности метастабильных состояний в межимпульсный период. Следовательно, чтобы обеспечить высокую скорость релаксации N_m в межимпульсный период, необходимо осуществлять зарядку накопительного конденсатора через ГРТ, соблюдая следующее условие:

$$1/f \gg t_{ch} \geq t_d, \quad (4)$$

где t_d – время диссипации энергии, запасенной в реактивных составляющих в условиях шунтирования проходных емкостных составляющих C_1 и C_3 (ГРТ) [8, 9].

Другой известный способ, позволяющий нейтрализовать влияние высокочастотного контура, – это введение в активную среду лазера на парах меди НВг или НСl [30, 31]. Введение в активную среду лазера на парах меди галогенидов типа НВг или НСl, согласно [32], обуславливает образование в межимпульсный период электроотрицательных ионов за счет прилипания электронов к молекулам галогенидов. Это обуславливает, во-первых, высокую скорость рекомбинационного процесса в плазме [12], во-вторых, проводимость плазмы определяется не электронной, а ионной компонентой. В этих условиях диссипация энергии, запасенной в реактивных составляющих разрядного контура, идет на подогрев ионной, а не электронной компоненты плазмы. Ионы, как известно, эффективно передают энергию в процессе упругих столкновений с атомами, т.е. это канал эффективного преобразования энергии, запасенной в реактивных составляющих, на нагрев активной среды, но не на возбуждение. Учитывая, что в реактивных составляющих запасается пренебрежимо малая доля энергии, по сравнению с общим энерговыделением в активную среду, этот энерговыделенный вклад

можно не учитывать в тепловом балансе активной среды. В то же время для заселения метастабильных состояний даже до критических значений, при которых генерация в лазере не возникает, согласно [33, 34], требуется незначительный энергозатрат в активную среду лазера на парах меди.

3. Источник подогрева электронной компоненты в межимпульсный период

Пробой наблюдается, согласно [8, 9], в конечных зонах разрядного канала ГРТ с электродами, расположенными в холодных буферных зонах, независимо от диаметра разрядного канала. Следовательно, не должны меняться процессы развития разряда в конечных зонах и механизм диссипации в межимпульсный период энергии, запасаемой в реактивных составляющих импеданса ГРТ. Это должно обуславливать идентичность процессов релаксации в активной среде лазера N_m в межимпульсный период независимо от диаметра разрядного канала ГРТ. Однако именно в лазере на парах меди с малым диаметром разрядного канала ГРТ реализована предельная частота следования импульсов генерации: ~235 [35] и 300 кГц в CuVg-лазере [36]. Это указывает на наличие определенной зависимости процесса релаксации N_m от диаметра разрядного канала ГРТ.

Наблюдаемое различие во временном ходе N_m обусловлено тем, что в ГРТ с малым диаметром разрядного канала, как показали исследования [9, 10, 37], собственная емкость ГРТ пренебрежимо мала и, соответственно, источником подогрева электронной компоненты плазмы в межимпульсный период может быть только обостряющая емкость (см. рис. 3). Однако после импульса возбуждения начинается процесс зарядки накопительного конденсатора от источника питания (см. рис. 3, б) и осуществляется рекуперация через зарядный дроссель L_{ch} энергии, запасенной в обостряющей емкости C_0 в результате расогласования источника питания с нагрузкой. Величина зарядного дросселя L_{ch} выбирается из условия, чтобы обеспечить зарядку накопительного конденсатора на ЧСИ возбуждения ~300 кГц. В этих условиях рекуперация запасенной в C_0 энергии будет осуществляться за время ~1 мкс, поскольку таситронам ТГУ1-5/12, которые использовались в качестве коммутаторов [35, 36], не требуется время на восстановление электрической прочности. При этом C_0 не должна заряжаться после процесса рекуперации, поскольку шунтирована индуктивностью L_{sh} . Из вышесказанного следует, что в ГРТ с малым диаметром разрядного канала, когда собственная емкость ГРТ пренебрежимо мала, отсутствуют источники подогрева электронной компоненты плазмы в межимпульсный период.

Заключение

Рассмотренный механизм диссипации в межимпульсный период энергии, запасаемой в реактивных

составляющих импеданса ГРТ, впервые позволил объяснить экспериментально наблюдаемые зависимости релаксации N_m в межимпульсный период и оценить технические решения, позволяющие обеспечить высокую скорость релаксации N_m .

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ: 11-02-98012-р_сибирь_a.

1. *Петраш Г.Г.* Импульсные газовые лазеры // Успехи физ. наук. 1971. Т. 105, вып. 4. С. 645–676.
2. *Исаев А.А., Михельсон В.Т., Петраш Г.Г., Пезт В.Э., Пономарев И.В., Трещалов А.Б.* Кинетика возбуждения рабочих уровней лазера на парах меди в режиме сдвоенных импульсов // Квант. электрон. 1988. Т. 15, № 12. С. 2510–2513.
3. *Пиотровский Ю.А., Реутова Н.М., Толмачев Ю.А.* О роли ступенчатой ионизации в процессах формирования инверсной заселенности в лазерах на самоограниченных переходах // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 7, вып. 1. С. 99–104.
4. *Carman R.J., Brown D.J.W., Piper J.A.* A self-consistent model for the discharge kinetics in a high-repetition-rate copper-vapor laser // IEEE J. Quantum. Electron. 1994. V. 30, N 8. P. 1876–1895.
5. *Юдин Н.А., Клишкин В.М., Прокотев В.Е.* Оптогальванический эффект в лазере на самоограниченных переходах атома меди // Квант. электрон. 1999. Т. 28, № 3. С. 273–276.
6. *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.
7. *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.
8. *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.
9. *Юдин Н.А., Губарев Ф.А., Суханов В.Б.* Развитие разряда в активных средах лазеров на парах металлов с малым рабочим объемом // Изв. вузов. Физ. 2010. Т. 53, № 5/2. С. 41–46.
10. *Юдин Н.А.* Развитие пробоя в активных средах лазеров на парах металлов с высокой проводимостью плазмы // Изв. вузов. Физ. 2010. Т. 53, № 5/2. С. 113–118.
11. *Бохан П.А., Силантьев В.И., Соломонов В.И.* О механизме ограничения частоты следования импульсов генерации в лазере на парах меди // Квант. электрон. 1980. Т. 7, № 7. С. 1264–1269.
12. *Webb C.E., Hogan G.P.* Copper laser kinetics – a comparative study // Proc. the NATO advanced Research workshop on Pulsed metal Vapor Lasers – Physics and Emerging Applications in Industry, Medicine and Science. St. Andrews, UK, Aug. 6–0, 1995 / C.E. Little and N.V. Sabotinov, Eds. Dordrecht: NATO ASI Series, Kluwer Academic Publishers, 1996. P. 29–42.
13. *Батенин В.М., Бурмакин В.А., Вохмин П.А., Евтюнин А.И., Климовский И.И., Лесной М.А., Селезнева Л.А.* Временной ход концентрации электронов в лазере на парах меди // Квант. электрон. 1977. Т. 4, № 7. С. 1572–1575.
14. *Елаев В.Ф., Мельченко В.С., Поздеев В.В., Солдатов А.Н.* Временной ход концентрации электронов в послесвечении разряда в лазере на парах меди // Эффективные газоразрядные лазеры на парах металлов / Ред. П.А. Бохан. Томск: ИОА СО АН СССР, 1978. С. 179–188.
15. *Батенин В.М., Бурмакин В.А., Вохмин П.А., Климовский И.И., Лесной М.А., Селезнева Л.А.* Температура

- газа в лазере на парах меди // Теплофиз. высок. температур. 1979. Т. 17, № 6. С. 976–980.
16. *Елецкий А.В., Смирнов Б.М.* Диссоциативная рекомбинация электрона и молекулярного иона // Успехи физ. наук. 1982. Т. 136, вып. 1. С. 25–59.
 17. *Kasner W.H.* Study of the Pressure and Temperature Dependence of Electron-Ion Recombination in Neon // *Phys. Rev.* 1968. V. 167, N 1. P. 148–151.
 18. *Дьячков Л.Г., Кобзев Г.А.* Баланс энергии электронов в послесвечении лазеров на парах металлов // Ж. техн. физ. 1978. Т. 48, вып. 11. С. 2343–2346.
 19. *Кельман В.А., Климовский И.И., Коноплев А.Н., Опачко И.И., Селезнева Л.А., Фучко В.Ю.* Релаксация метастабильного $4s^2D_{5/2}$ уровня атома меди в послесвечении импульсного разряда в лазере на парах меди // Квант. электрон. 1984. Т. 11, № 11. С. 2191–2196.
 20. *Smilanski I.* Copper hooks-investigation of the copper vapor kinetics // *Proc. Int. Conf. Lasers'79.* Orlando, Florida / Ed. V.G. Corcoran. 1979. P. 327–334.
 21. *Литвиненко Ф.Я., Кравченко В.И., Егоров А.Н.* Измерение времени жизни нижних рабочих уровней лазера на парах меди // Квант. электрон. 1983. Т. 10, № 6. С. 1212–1217.
 22. *Бохан П.А., Закревский Д.Э.* Влияние согласования генератора накачки с лазерной трубкой и условий накачки на релаксацию метастабильных состояний и частотно-энергетические характеристики лазера на парах меди // Квант. электрон. 2002. Т. 32, № 7. С. 602–608.
 23. *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.
 24. *Little C.E.* Metal Vapour Lasers. Physics, Engineering and Application. N.Y.: John Wiley & Sons, 1999. 620 p.
 25. *Юдин Н.А.* Влияние параметров разрядного контура на частотно-энергетические характеристики генерации лазера на самоограниченных переходах атома меди // Квант. электрон. 2000. Т. 30, № 7. С. 583–586.
 26. *Закревский Д.Э., Мошкунов А.И., Рахимов Г.Г., Юдин Н.А.* Лазерный комплекс на парах меди с выходной мощностью до 200 Вт для целей «AVLIS» // 5-я Всерос. (международная) научн. конф. «Физико-химические процессы при селекции атомов и молекул». Звенигород, 2000. С. 102–105.
 27. *Климовский И.И., Селезнева Л.А.* О некоторых особенностях работы схемы с резонансной перезарядкой накопительной емкости, используемой для возбуждения лазеров на самоограниченных переходах // Теплофиз. высок. температур. 1979. Т. 17, № 1. С. 27–30.
 28. *Исаев А.А., Леммерман Г.Ю.* Система питания импульсных лазеров на парах меди / Лазеры на парах металлов и их галогенидов. (Тр. ФИАН, Т. 181). М.: Наука, 1987. С. 164–179.
 29. *Елаев В.Ф., Солдатов А.Н., Юдин Н.А.* Исследование поведения проводимости плазмы лазера на парах меди // Оптика атмосф. и океана. 1996. Т. 9, № 2. С. 169–173.
 30. *Jones D.R., Maitland A., Little C.E.* A high-efficiency 200 W average power copper HyBrlD laser // *IEEE J. Quantum. Electron.* 1994. V. 30, N 10. P. 2385–2390.
 31. *Withford M.J., Brown D.J.W., Carman R.J., Piper J.A.* Investigation of the effects of bromine and hydrogen bromide additives on copper vapor laser performance // *Opt. Commun.* 1997. V. 135, iss. 1–3. P. 164–170.
 32. *Земсков К.И., Исаев А.А., Петраш Г.Г.* Роль отрицательных ионов в плазме импульсных лазеров на парах металлов и их соединений // Квант. электрон. 1997. Т. 24, № 7. С. 596–600.
 33. *Skripnitenko A.S., Soldatov A.N., Yudin N.A.* Method of Two-pulse Frequency Regulation of Copper-Vapour Laser Parameters // *J. Russian Laser Res.* 1995. V. 16, N 2. P. 134–137.
 34. *Kazaryan M.A., Lyabin N.A., Soldatov A.N., Yudin N.A.* Role of the density of lower laser levels in the control of generation parameters of copper vapor laser // *J. Russian laser Res.* 2005. V. 26, N 5. P. 373–379.
 35. *Солдатов А.Н., Федоров В.Ф.* Лазер на парах меди с частотой следования импульсов 230 кГц // Изв. вузов. Физ. 1983. Т. 26, № 9. С. 80–84.
 36. *Евтушенко Г.С., Петраш Г.Г., Суханов В.Б., Федоров В.Ф.* CuVg-лазер с частотой повторения импульсов до 300 кГц // Квант. электрон. 1999. Т. 28, № 3. С. 220–222.
 37. *Васильева А.В., Латуш Е.Л., Полушин Ю.П., Солдатов А.Н., Чеботарев Г.Д., Юдин Н.А.* Визуализация ИК-излучения лазера на парах стронция // Изв. вузов. Физ. 2010. Т. 53, № 5/2. С. 62–65.

N.A. Yudin, M.R. Tret'yakova, N.N. Yudin. Relaxation of metastable states in self-terminating lasers.

The process of relaxation of metastable levels of copper atom in the interpulse period in copper vapor lasers is considered. It is shown that a high rate of relaxation after the excitation pulse is due to the ionization cooling of the electrons in the active medium and the process of dissociative recombination in cold buffer zones of discharge tube. In this case the dissipation of energy stored in the reactive components of impedance of the discharge circuit during this period carried out in the cold buffer zones. The process of energy dissipation in the cold buffer zone is carried out to the point where the plasma resistance in the end zones of the discharge channel reaches the value, from which the bushing capacitor components shunt the cold buffer zones. The result is a high-frequency circuit, and the further dissipation of energy is in the active medium. It reduces the rate of relaxation of metastable states in the interpulse period and determines the characteristic kink in the time behaviour of the population of metastable states, which determines the time of the high-frequency circuit appearance.