

# Деионизация плазмы послесвечения за счет ускоренной амбиполярной диффузии

Е.Л.Латуш, О.О.Пруцаков, Г.Д.Чеботарев

Математически смоделирована ускоренная амбиполярная диффузия частиц в послесвечении разрядов в смесях He–Si и Ne–Si. Расчеты показали, что при давлениях буферного газа 8–10 Тор и диаметрах трубки 4–10 мм при наложении на послесвечение греющего поля  $E \approx 0.3 - 1.3$  В/см за время  $\sim 100$  мкс концентрация электронов уменьшается в  $10^2 - 10^4$  по сравнению с таковой в отсутствие греющего поля. Показано, что этот эффект наиболее выражен в гелии. Согласно расчетам, применение ускоренной амбиполярной диффузии в межимпульсный период позволит на 20–50 % увеличить частоту следования импульсов в лазере на парах меди в трубках небольшого диаметра (4–6 мм) и при малых давлениях буферного газа (6–8 Тор). Создание избыточной предимпульсной концентрации метастабилей меди может быть предотвращено прерыванием подогрева плазмы за 3–6 мкс до начала следующего импульса возбуждения.

**Ключевые слова:** амбиполярная диффузия, деионизация плазмы, лазер на парах меди.

## 1. Введение

Ускорение амбиполярной диффузии (УАД) ионов при небольшом подогреве плазмы в послесвечении импульсно-периодического разряда обусловлено тем, что коэффициент амбиполярной диффузии  $D_a$  связан с электронной температурой  $T_e$  соотношением

$$D_a = D \left( 1 + \frac{T_e}{T} \right), \quad (1)$$

где  $T$  – температура газа;  $D$  – коэффициент диффузии ионов. Из (1) следует, что с ростом  $T_e$  будет увеличиваться и скорость диффузионного ухода заряженных частиц на стенки трубки.

Впервые УАД экспериментально наблюдалось в [1]. В этой работе проводились опыты с подогревом электронного газа в послесвечении разряда He–Cd и He–Zn ионных лазеров. Подогрев осуществлялся небольшими по амплитуде короткими ( $\sim 0.5 - 1$  мкс) или длинными ( $\sim 6$  мкс) импульсами тока, при этом исследовалось его влияние на населенности уровней ионов кадмия и цинка. В частности было обнаружено, что, в отличие от случая подогрева короткими импульсами, интенсивность линий ионов Cd II и Zn II, заселяемых перезарядкой на ионах He<sup>+</sup>, и рекомбинационного свечения линий He I, Zn I и Cd I после длинного импульса не восстанавливается, а почти полностью исчезает (рис.1). В [1] последний эффект был объяснен тем, что за счет УАД в соответствии с (1) заряженные частицы в течение длинного импульса успевают почти полностью уйти на стенки трубки и там прорекомбинировать.

С тех пор более подробного исследования данного эффекта не проводилось. Интерес к нему вновь возник в связи с поиском методов повышения частоты следования импульсов лазеров на парах металлов, в частности наиболее эффективного из них – лазера на парах меди (см. [3, 9–11] и цитируемую там литературу).

В настоящей работе методом математического моделирования проверяется предложенное в [1] объяснение

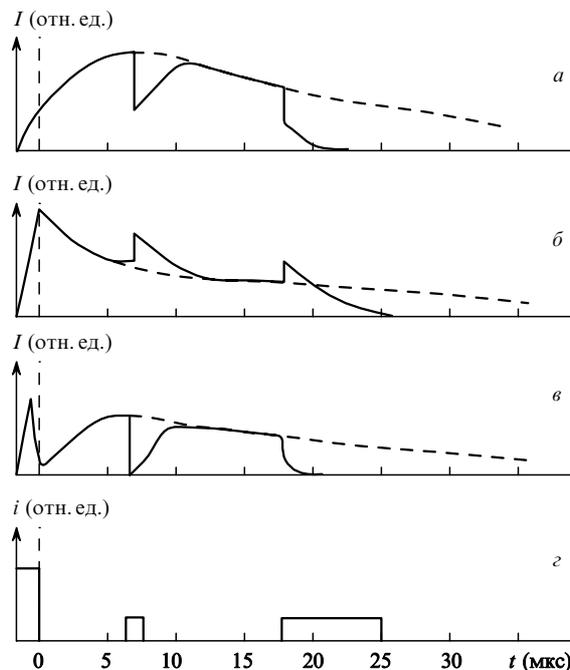


Рис.1. Экспериментальные зависимости интенсивности послесвечения линий от времени для Cd II,  $\lambda = 537.8$  нм и Zn II,  $\lambda = 492.4$  нм (а), Zn II,  $\lambda = 775.8$  нм (б) и He I, Cd I и Zn I (в) в случае наложения греющих импульсов тока при  $d = 8$  мм,  $p_{He} = 2$  Тор,  $p_{Cd}(p_{Zn}) = 5 \times 10^{-2}$  Тор [1] (штриховые линии – подогрев отсутствует), а также временное положение импульсов тока (г).

подавления послесвечения линий длинным греющим импульсом и исследуются перспективы применения УАД для деионизации плазмы импульсно-периодических газовых разрядов.

## 2. Описание модели

Для изучения УАД нами была составлена простая модель послесвечения разрядов в смесях He–Cu и Ne–Cu. В этой модели кинетические уравнения, описывающие временной ход характеристик плазмы в послесвечении, включают в себя уравнения для концентрации ионов буферного газа, ионов меди и уравнение для электронной температуры:

$$\begin{aligned} \frac{dN_{b^+}}{dt} &= \alpha_b N_b N_e - \beta N_{b^+} N_e^2 - \gamma_{b^+}^a N_{b^+}, \\ \frac{dN_{Cu^+}}{dt} &= \alpha_{Cu} N_{Cu} N_e - \beta N_{Cu^+} N_e^2 - \gamma_{Cu^+}^a N_{Cu^+}, \\ \frac{dT_e}{dt} &= - \left[ \left( \frac{2m_e}{M_b} \right) v_{eb} + \left( \frac{2m_e}{M_{b^+}} \right) v_{eb^+} + \left( \frac{2m_e}{M_{Cu^+}} \right) v_{eCu^+} \right] \\ &\quad \times (T_e - T) + \frac{2E^2 \sigma}{3eN_e} - \frac{2}{3} (I_b N_b \alpha_b + I_{Cu} N_{Cu} \alpha_{Cu}) \\ &\quad + \frac{2}{3} N_e \beta (I_b N_{b^+} + I_{Cu} N_{Cu^+}) - \gamma_{Cu^+}^a T_e - \left( \frac{dN_{b^+}}{dt} + \frac{dN_{Cu^+}}{dt} \right) \frac{T_e}{N_e}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $\alpha$  – константа скорости ионизации;  $\beta$  – коэффициент тройной электрон-ионной рекомбинации;  $\gamma^a = 6D_a/R^2$  – частота амбиполярной диффузии ионов;  $v$  – частота упругих столкновений электронов с атомами и ионами тяжелых частиц (см. табл.1);  $I$  – потенциал ионизации;  $\sigma$  – проводимость плазмы;  $m_e$  и  $M$  – масса электрона и тя-

желых частиц; индекс  $b$  соответствует параметрам буферного газа (гелия или неона). В модели полагается, что  $N_b = \text{const}$  и  $N_e = N_{b^+} + N_{Cu^+}$ . Концентрация атомов меди в основном состоянии  $N_{Cu} = N_{Cu}^{(0)} - N_{Cu^+}$ , где  $N_{Cu}^{(0)}$  – полная концентрация паров меди. В уравнение для  $T_e$  включен член, учитывающий нагрев электронного газа при наложении электрического поля  $E$ . При расчете населенности метастабильного уровня атома меди полагалось, что она связана с населенностью основного состояния распределением Больцмана [3, 11].

Система уравнений (2) решалась численно. В качестве начальных условий для послесвечения обычно выбирались условия, типичные для лазера на парах меди:  $N_{Cu^+} = 2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_{b^+} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = 0.8 \text{ эВ}$ ,  $N_{Cu}^{(0)} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$  [9].

## 3. Результаты математического моделирования

Вначале нами была предпринята попытка численно смоделировать наблюдавшиеся в [1] явления. Для этого были проведены расчеты при условиях, близких к условиям [1]:  $T = 500 \text{ К}$ ,  $p_{He} = 2 \text{ Тор}$ ,  $d = 8 \text{ мм}$ . Полученные результаты приведены на рис.2 и наглядно иллюстрируют суть рассматриваемого эффекта. Видно, что при наложении на послесвечение короткого (1 мкс) импульса поля из-за нагрева плазмы имеет место обычный провал в скорости рекомбинационной накачки, т. к.  $\beta \sim T_e^{-4.5}$ . Однако концентрация электронов за малый промежуток времени не успевает заметно измениться, поэтому после короткого импульса скорость рекомбинационной накачки почти полностью восстанавливается (рис.2,а). При наложении же длинного (10 мкс) импульса поля скорость рекомбинационной накачки резко уменьшается не только в течение импульса, но и после его прекращения, оставаясь в дальнейшем незначительной. Это происходит

Табл.1.

Процесс	Скорости процессов*	Литература**
Тройная рекомбинация однократных ионов	$\beta = 3.206 \times 10^{-27} T_e^{-4.5}$	[2]
Однократная ионизация атомов		
гелия	$\alpha_{He} = 1.623 \times 10^{-9} T_e^{0.81231} \exp(-24.56/T_e)$	[2]
неона	$\alpha_{Ne} = 4.91 \times 10^{-11} T_e^{0.5} \exp(-16.6/T_e)$	[3]
меди	$\alpha_{Cu} = 5.13 \times 10^{-8} T_e^{0.5} \exp(-3.8/T_e)$	[3]
Диффузия		
ионов гелия в гелии	$D_{He^+} = 8.4214 \times 10^4 T^{1.62623} / p_{He}$	[4]
ионов неона в неоне	$D_{Ne^+} = 4.0413 \times 10^4 T^{1.65329} / p_{Ne}$	[4]
ионов меди в гелии	$D_{Cu^+} = 2.73193 \times 10^5 T^{1.7622} / p_{He}$	[5]
ионов меди в неоне	$D_{Cu^+} = 6.0874 \times 10^4 T^{1.5} / p_{Ne}$	[6]
Упругие столкновения электронов		
с атомами гелия	$v_{eHe} = 3.55 \times 10^{-8} N_{He} \sqrt{T_e}$	[2]
с атомами неона	$v_{eNe} = 10^{-8} N_{Ne} \sqrt{T_e}$	[7]
с ионами гелия	$v_{eHe^+} = 8.6 \times 10^{-6} N_{He^+} T_e^{-1.5}$	[2]
с ионами неона	$v_{eNe^+} = 2.89 \times 10^{-6} N_{Ne^+} T_e^{-1.5} [23.4 - 0.5 \ln(N_e/T_e^3)]$	[8]
с ионами меди	$v_{eCu^+} = 2.89 \times 10^{-6} N_{Cu^+} T_e^{-1.5} [23.4 - 0.5 \ln(N_e/T_e^3)]$	[8]

\*Здесь  $\beta$  – в  $\text{см}^6/\text{с}$ ,  $\alpha$  – в  $\text{см}^3/\text{с}$ ,  $D$  – в  $\text{см}^2/\text{с}$ ,  $v$  – в  $\text{с}^{-1}$ ,  $N$  – в  $\text{см}^{-3}$ ,  $p$  – в Тор,  $T_e$  и  $T$  – в эВ.

\*\*Даются ссылки на литературу, с использованием данных или методов расчета которой нами были получены удобные для расчетов аналитические формулы констант скоростей процессов, приведенные в таблице.

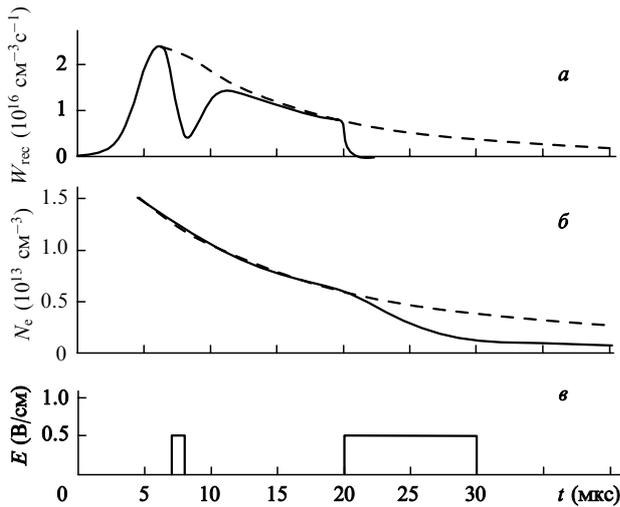


Рис.2. Временной ход скорости рекомбинационной накачки  $W_{\text{rec}}$  уровней нейтральных атомов (а) и концентрации электронов  $N_e$  (б) при наложении короткого и длинного греющих импульсов поля  $E$  (в); штриховые линии – подогрев отсутствует.

из-за того, что в течение длинного импульса за счет УАД концентрация заряженных частиц ( $\text{He}^+$ ,  $\text{Cu}^+$  и электронов) в разряде сильно уменьшается (рис.2,б), что и приводит к исчезновению свечения линий, заселяемых как перезарядкой, для которой скорость накачки  $W_{\text{rec}} \sim N_{b^+}$ , так и рекомбинацией, поскольку  $W_{\text{rec}} \sim N_e^2$  (рис.2,б). Этот эффект и наблюдался экспериментально в [1] для перезарядочных линий  $\text{Zn II}$  и  $\text{Cd II}$  (рис.1,а,б) и рекомбинационных линий  $\text{He I}$ ,  $\text{Cd I}$  и  $\text{Zn I}$  (рис.1,в).

Для анализа перспектив использования УАД для деионизации плазмы послесвечения была проведена серия численных экспериментов, в которых в широких пределах варьировались давление смеси и диаметр газоразрядной трубки, а также напряженность подогревающего электрического поля. При этом длительность подогревающего импульса выбиралась значительной, примерно равной типичному межимпульсному интервалу ( $\sim 100$  мкс). Газовая температура  $T$  у стенок полагалась равной

$1500^\circ\text{C}$ , средняя температура газа в объеме трубки, так же как и в [3], считалась в 1.5 раза большей:  $T_{\text{av}} = 2387^\circ\text{C} = 0.229$  эВ; именно последнее значение использовалось в расчетах. Некоторые результаты расчетов приведены на рис.3, где изображены зависимости остаточной концентрации электронов  $N_{e0}$  от греющего поля  $E$  для смесей  $\text{He-Cu}$  и  $\text{Ne-Cu}$  в момент времени послесвечения  $t = 100$  мкс (скажем, перед началом следующего импульса). Видно, что при определенных  $p$  и  $d$  можно подобрать такое греющее поле, при котором концентрация электронов к началу следующего импульса уменьшится на 3–4 порядка.

УАД можно использовать и для повышения частоты следования импульсов в лазерах на парах металлов, что особенно актуально для лазера на парах меди, т. к. в ряде работ указывалось, что во многих случаях именно большая предимпульсная концентрация электронов препятствует созданию инверсии в данном лазере на высоких частотах (см. [3, 9, 10] и цитируемую там литературу). Используя для оценки максимальной частоты следования импульсов (в килогерцах) медного лазера предложенное в [10] выражение

$$f_{\text{max}} = 300/d, \tag{3}$$

где диаметр трубки  $d$  измеряется в миллиметрах, можно найти критическую плотность электронов  $N_{\text{e cr}}$ , т. е. плотность электронов в момент времени послесвечения  $t = 1/f_{\text{max}}$ . Зная же  $N_{\text{e cr}}$ , можно оценить, во сколько раз УАД при подогреве позволит сократить промежуток времени от начала послесвечения, необходимый для снижения  $N_e$  до  $N_{\text{e cr}}$ .

Однако следует учитывать, что, грея плазму, мы тем самым увеличиваем населенность метастабильных уровней атома меди, которые являются нижними лазерными уровнями. Поэтому мы должны вовремя оборвать греющий импульс, чтобы дать возможность электронной температуре (а значит, и метастабильным уровням атома меди, связанном с основным состоянием распределени-

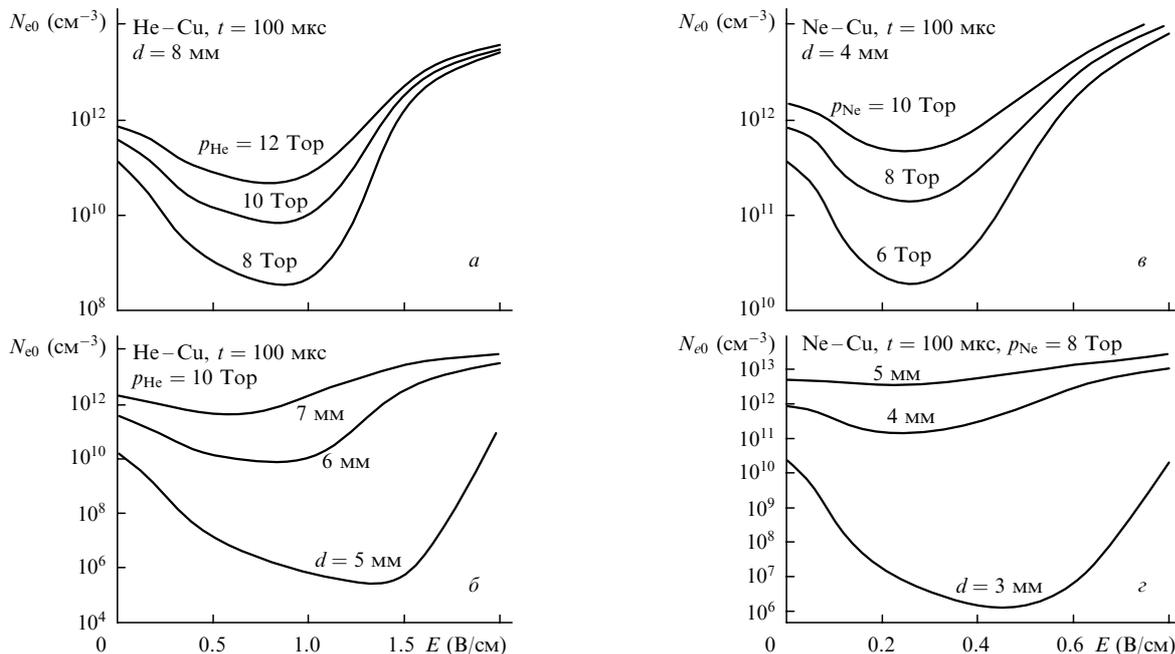


Рис.3. Зависимости концентрации электронов от греющего поля в смесях  $\text{He-Cu}$  (а, б) и  $\text{Ne-Cu}$  (в, г) для разных  $d$  и  $p_{\text{He}}$ ,  $p_{\text{Ne}}$ .

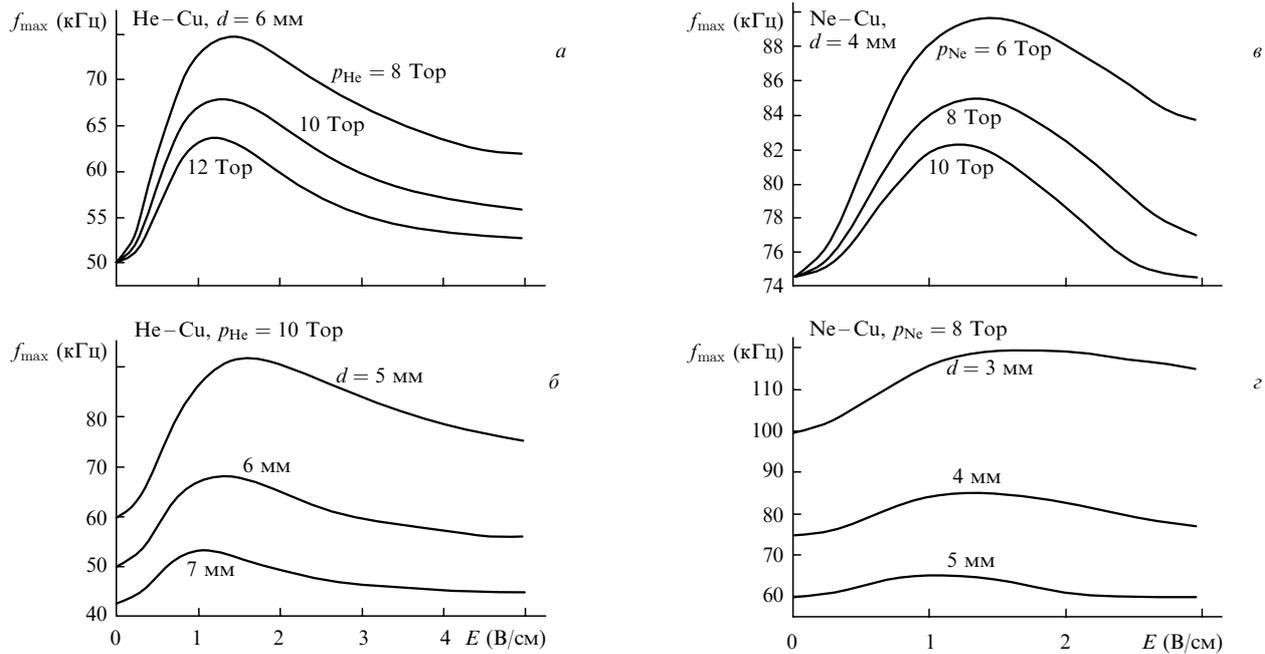


Рис.4. Зависимости максимальной частоты следования импульсов от греющего поля в смесях He–Cu (а, б) и Ne–Cu (в, г) для разных  $d$  и  $p_{He}$ ,  $p_{Ne}$ .

ем Больцмана) релаксировать до уровня, который реализуется без подогрева. Результаты расчетов приведены на рис.4 в виде зависимости  $f_{max}$  от греющего поля  $E$  для смесей He–Cu (рис.4,а, б) и Ne–Cu (рис.4,в, г). При рас-

четах нагрев прекращался за несколько микросекунд (3–6 мкс) до начала следующего импульса возбуждения, причем момент выключения поля подбирался таким образом, чтобы выполнялось указанное выше условие возврата электронной температуры к таковой в отсутствие подогрева. Из рис.4 видно, что в тонких трубках и при малых давлениях буферного газа (подобные условия наиболее близки к оптимальным для медного лазера с буферным газом гелием [10]) можно надеяться на увеличение предельной частоты следования импульсов на 20–50 %.

Результаты расчетов показали (см. рис.4), что в смеси Ne–Cu деионизация более выражена, чем в смеси He–Cu, поскольку коэффициент диффузии ионов меди в гелии существенно больше, чем в неоне.

На рис.5,6 показаны зависимости от времени температуры электронов, концентрации электронов, а также частот рекомбинации и амбиполярной диффузии в послесвечении для смесей He–Cu и Ne–Cu в двух случаях: когда подогрев отсутствует (штриховые линии) и когда греющее поле (рис.5,г, 6,г) действует в течение некоторого времени, а затем выключается, чтобы дать возможность электронной температуре снизиться до температуры, соответствующей первому случаю (рис.5,а, б,а) (сплошные линии). Как видно из рис.5,в и 6,в, в рассматриваемых условиях (малые давления смеси и малые диаметры трубок) объемный рекомбинационный механизм деионизации плазмы играет второстепенную роль по сравнению с амбиполярной диффузией, поэтому выключение этого механизма при подогреве плазмы не сказывается существенно на скорости ее деионизации.

#### 4. Заключение

Таким образом, исследование деионизации плазмы в послесвечении импульсно-периодического разряда за счет ускорения амбиполярной диффузии при подогреве плазмы электрическим полем на примере смесей Ne–Cu и He–Cu методом численного моделирования подтвер-

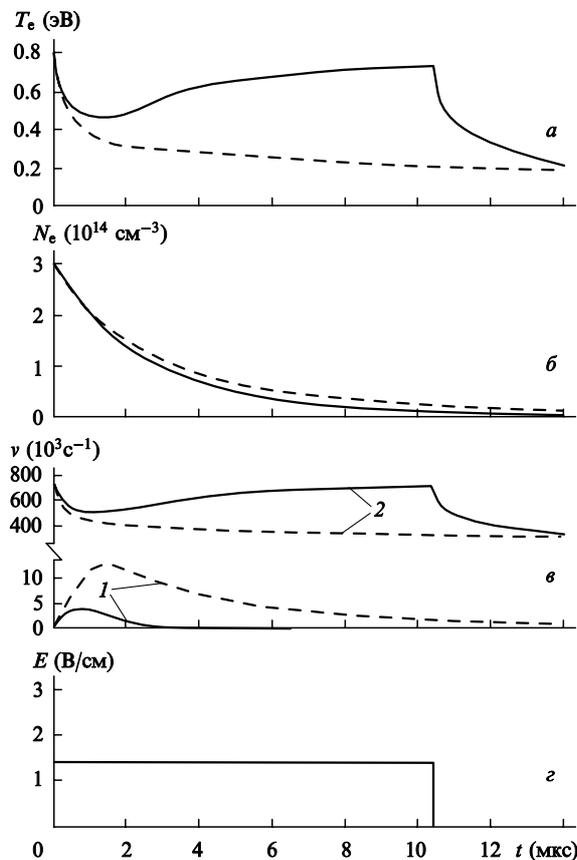


Рис.5. Временной ход температуры электронов (а), концентрации электронов (б) и частот рекомбинации (1) и амбиполярной диффузии (2) (в) при наложении греющего импульса поля (г) (сплошные линии) и без него (штриховые линии) в смеси He–Cu при  $d = 6$  мм,  $p_{He} = 8$  Тор.

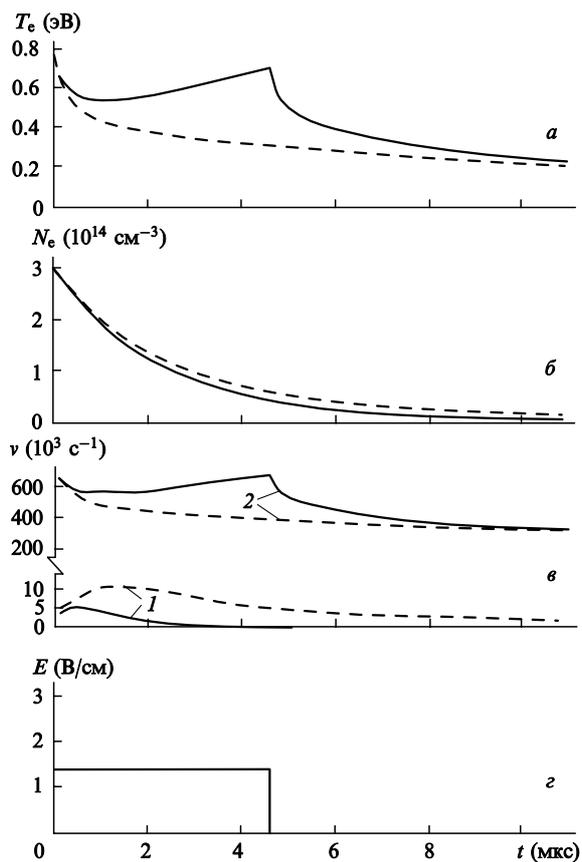


Рис.6. То же, что и на рис.5, для смеси Ne – Cu при  $d = 4$  мм,  $p_{Ne} = 6$  Тор.

дило предложенную в [1] интерпретацию подавления послесвечения линий после длинного греющего импульса как следствие УАД. Полученные результаты свидетельствуют о возможности уменьшения за счет УАД предимпульсной концентрации электронов на 2–4 порядка при межимпульсном интервале  $\sim 100$  мкс при сравнительно малых давлениях и диаметрах трубки. Расчеты позволяют также надеяться на увеличение предельной частоты следования импульсов на 20–50 % в малогабаритных лазерах на парах меди. Кроме того, ускоренная деионизация плазмы за счет УАД может оказаться полезной в газоразрядных коммутаторах с управляемым поджигом.

Работа поддержана грантом РФФИ № 99-02-17539 и грантом Минобразования РФ Е20-3.2-157.

1. Латуш Е.Л., Михалевский В.С., Сэм М.Ф. *Оптика и спектроскопия*, **34**, 214 (1973).
2. Букшпун Л. М., Латуш Е. Л. Деп ВИНТИ, № 6298-B87, 1987.
3. Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **30**, 501 (2000).
4. Смирнов Б.М. *Ионы и возбужденные атомы в плазме* (М.: Атомиздат, 1974).
5. Redko T.P., Kosinar I. *Czech. J. Phys. B*, **30**, 1293 (1980).
6. Carman R.J., Brown D.J.W., Piper J.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 1876 (1994).
7. McLucas C.W., McIntosh A.I. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **20**, 591 (1987).
8. Сыцько Ю.И., Яковленко С.И. *Квантовая электроника*, **2**, 657 (1975).
9. Батенин В. М., Бучанов В. В., Казарян М. А., Климовский И. И., Молодых Э. И. *Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов* (М.: Научная книга, 1998).
10. Little C. E. *Metal vapour lasers: physics, engineering and applications* (Chichester, New York, John Wiley & Sons, 1999).
11. Петраш Г.Г. *Препринт ФИАН № 28* (М., 1999).