

Н.А. Юдин

Погрешность измерения концентрации электронов в лазере на парах меди по штарковскому профилю линии водорода

Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск

Поступила в редакцию 7.10.2001 г.

Проведен анализ экспериментально наблюдаемых зависимостей поведения электронной плотности и проводимости плазмы в ближнем послесвечении. Показано, что наблюдаемое нарастание концентрации электронов в ближнем послесвечении, определяемое по штарковскому уширению линии водорода H_{β} , в действительности отражает изменение температуры активной среды, а нарастание проводимости плазмы отражает увеличение $\sim 0,1$ эВ электронной температуры, обусловленное дополнительным энергетическим вкладом в активную среду после импульса возбуждения.

Введение

Энергетические характеристики лазера на парах меди (ЛПМ) определяются не только процессами, протекающими в активной среде во время импульса возбуждения, но и релаксационными процессами плазмы в межимпульсный период. Кинетика этих процессов существенным образом зависит от электронной компоненты плазмы, и поэтому знание временного хода концентрации электронов n_e очень важно для понимания физики ЛПМ. Измерения релаксации n_e в ЛПМ проведены в [1–8]. Причем относительно поведения n_e в ближнем послесвечении разряда имеются различные данные: измерения по штарковскому профилю линии водорода H_{β} [2–4] регулярно дают максимум n_e спустя несколько микросекунд после окончания импульса возбуждения, причем n_e может вырасти в несколько раз, в то время как другие методы измерения показывают монотонное падение n_e .

Компьютерное моделирование также не дает максимума n_e в послесвечении [9]. В [10] показано, что в ближнем послесвечении наблюдается дополнительный вклад энергии в активную среду, запасаемой во время импульса возбуждения шунтирующей индуктивностью, подключенной параллельно к газоразрядной трубке (ГРТ), что не учитывалось при компьютерном моделировании. В этих условиях наблюдается увеличение проводимости плазмы σ в ближнем послесвечении. Причем характер изменения проводимости плазмы соответствует изменению концентрации электронов, наблюдаемому по уширению линии водорода (рис. 1).

Природа наблюдаемого нарастания n_e в ближнем послесвечении до настоящего времени остается неясной. Подобное нарастание обуславливают ионизационным охлаждением электронов до начала рекомбинационного процесса в плазме в предположении, что реализуются существенные заселенности возбужденных уровней меди к концу импульса возбуждения [4]. Однако в ЛПМ заселенности возбужденных уровней меди малы

в конце импульса возбуждения (кроме метастабильных уровней). А также в случае ионизационного охлаждения электронов должно наблюдаться нарастание n_e

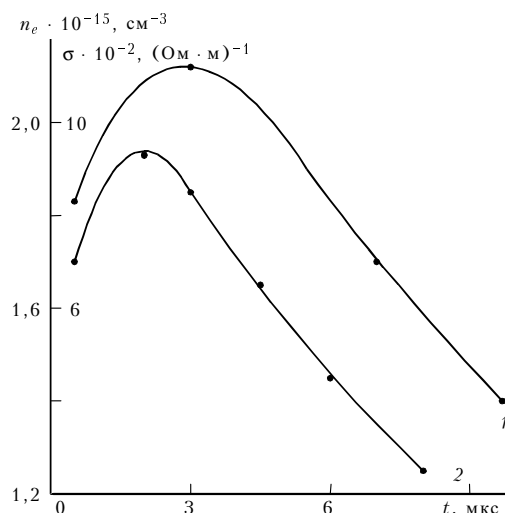


Рис. 1. Временной ход концентрации электронов (кривая 1) [2] и проводимости плазмы (2) [11] в ближнем послесвечении разряда ЛПМ

вне зависимости от методики измерения. По этой же причине невозможно объяснить значительное нарастание n_e дополнительным энергетическим вкладом в активную среду, тем более что он существенно меньше, чем во время импульса возбуждения. Поэтому в [11] обосновывается предположение, что наблюдение максимума n_e в послесвечении не отражает реальную ситуацию, а связано с особенностями метода измерения по уширению линии водорода, точнее с тем, что имеются дополнительные факторы уширения, которые не учитываются при обработке результатов. В этом случае дополнительные факторы уширения линии водорода должны быть непосредственно связаны с процессами

в активной среде. Установив их взаимосвязь, мы сможем выяснить природу наблюдаемого явления.

Погрешность измерения n_e по штарковскому профилю линии водорода H_β

Охлаждение электронов в ближнем послесвечении разряда связано с потерей энергии электронами, которую они могут терять в процессе ионизации (ионизационное охлаждение) или в процессе упругих соударений с частицами активной среды, в первую очередь с атомами буферного газа (ударное охлаждение). Существенное нарастание n_e из-за ионизационного охлаждения электронов маловероятно и может наблюдаться в течение $\sim 10^{-7}$ – 10^{-6} с после импульса возбуждения [12, 13]. Потеря энергии электронами в процессе упругих соударений с атомами буферного газа должна приводить к нарастанию газовой температуры.

Оценка максимально возможных колебаний газовой температуры T_g в ГРТ в течение межимпульсного периода дана в [14, 15] на основе предположения о том, что вся энергия, вводимая в разряд за импульс возбуждения, расходуется на нагрев газа. Проведенные оценки показали, что при $T_g = 3000$ К, давлении буферного газа $p_{Ne} = 3,3$ кПа и энерговкладе $0,13$ Дж колебания газовой температуры могут составлять $\Delta T_g \approx 500$ К, а при $p_{Ne} = 13,3$ кПа – $\Delta T_g \approx 130$ К. При этом характерное время нагрева газа составляет 3 мкс и существенно превышает длительность импульса возбуждения. Это означает, что нарастание газовой температуры осуществляется в ближнем послесвечении разряда и ее максимум совпадает по времени с максимальным значением концентрации электронов, измеренной по уширению линии водорода [2–4].

Рассмотрим, влияет ли изменение газовой температуры на контур линии водорода H_β и может ли это приводить к погрешности в измерении концентрации электронов? Измерения n_e по штарковскому профилю линии H_β проводятся в случае, когда ширина штарковского контура перекрывает доплеровский. Причем доплеровский контур определяется температурой среды, а штарковский – концентрацией электронов. Однако, как известно из теории уширения спектральных линий, для штарковского контура линии H_β , не имеющего центральной компоненты, доплеровское уширение приводит к изменению интенсивности $I(\omega_0)$ в центре линии [16]. При максвелловском распределении интенсивность $I(\omega_0)$ в центре линии определяется соотношением

$$I(\omega_0) = 1/\sqrt{\pi} \Delta\omega_D, \quad (1)$$

где $\Delta\omega_D = \omega_0 v_0/c$, $v_0 = \sqrt{2kT_g/m}$, c – скорость света, k – постоянная Больцмана, m – масса частицы. Следовательно, в случае, когда ширина линии H_β определяется Штарк-эффектом, а интенсивность в центре линии Доплер-эффектом, то увеличение газовой

температуры согласно (1) будет приводить к уменьшению интенсивности в центре линии и увеличению измеряемой полуширины линии. Из сказанного выше становится очевидным, что наблюдаемое нарастание концентрации электронов в ближнем послесвечении разряда в действительности может отражать изменение температуры активной среды в этот период времени.

Следует отметить, что при обработке результатов измерений [2] наблюдался типичный штарковский контур линии H_β без центральной компоненты только с момента достижения максимума n_e . Подобная погрешность в измерении временного хода концентрации электронов характерна, по-видимому, для измерений на границе применимости метода. Столь длительное заблуждение в корректности проводимых измерений временного хода n_e связано с тем, что температура газа в саморазогреваемых лазерах на парах металлов с достаточной степенью точности характеризуется усредненным по времени значением температуры, не сильно отличающимся от минимального и максимального ее значений [17].

В [10], как уже отмечалось выше, была осуществлена попытка обосновать наблюдаемое нарастание n_e в ближнем послесвечении дополнительным энергокладом в активную среду. Подтверждением этому является наблюдаемое нарастание проводимости плазмы в ближнем послесвечении, по которому проводилась оценка временного хода n_e при условии, что проводимость плазмы пропорциональна плотности и подвижности электронов и равна

$$\sigma = e\mu_e n_e = e^2 n_e / m_e \nu_m, \quad (2)$$

где e и m_e – заряд и масса электрона; μ_e – подвижность электронов; ν_m – частота столкновений электронов с частицами активной среды.

Оценка концентрации электронов проводилась в предположении, что основной вклад в ν_m вносит частота упругих соударений электронов с атомами буферного газа, которая практически не меняется в диапазоне изменения электронной температуры, типичной для ближнего послесвечения [13]. Однако столкновения с ионами мешают ускорению электрона полем так же, как и столкновения с нейтральными атомами. Из-за очень большой величины кулоновского сечения электрон-ионные столкновения начинают снижать проводимость при далеко не полной ионизации газа. Электрон-ионные столкновения становятся существенными уже при степени ионизации порядка $0,1\%$. При большей ионизации они приобретают главенствующую роль, и тогда проводимость становится практически не зависящей от плотностей газа и электронов, определяясь только электронной температурой T_e [18]. Подобная степень ионизации характерна для ЛПМ к концу импульса возбуждения, и поэтому нарастание проводимости плазмы не отражает поведение n_e . Проводимость сильно ионизированной плазмы с однозарядными ионами определяется соотношением

$$\sigma = (1,9 \cdot 10^2) T_e^{3/2} [\text{эВ}] / \ln\Lambda, \quad (3)$$

где $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм:

$$\ln \Lambda = \ln \left(\frac{3\sqrt{\pi} (kT_e)^{3/2}}{2 e^3 n_e^{1/2}} \right) = 7,47 + \frac{3}{2} \lg(T_e [K]) - \frac{1}{2} \lg n_e. \quad (4)$$

В таблице приведены, согласно (3), (4), значения кулоновского логарифма и проводимости плазмы

$n_e, \text{ см}^{-3}$	Электронная температура, эВ							
	0,86		0,69		0,52		0,34	
10^{15}	5,97	25,4	5,82	18,7	5,64	12,6	5,37	7,0
$8 \cdot 10^{14}$	6,02	25,17	5,87	18,6	5,69	12,5	5,42	6,94
$6 \cdot 10^{14}$	6,08	24,9	5,93	18,4	5,75	12,4	5,48	6,87
$4 \cdot 10^{14}$	6,17	24,6	6,02	18,1	5,84	12,2	5,57	6,76
$2 \cdot 10^{14}$	6,32	24,0	6,17	17,7	5,99	11,9	5,72	6,6
10^{14}	6,47	23,5	6,32	17,2	6,14	11,6	5,87	6,4
	$\ln \Lambda$	$\sigma, (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$	$\ln \Lambda$	$\sigma, (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$	$\ln \Lambda$	$\sigma, (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$	$\ln \Lambda$	$\sigma, (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$

для электронной температуры и концентрации электронов, типично реализуемые после импульса возбуждения в ЛПМ. Наблюдаемое нарастание проводимости (см. рис. 1) в ближнем послесвечении и, соответственно, как следует из значений, приведенных в таблице, электронной температуры $\sim 0,1$ эВ связано с дополнительным вкладом энергии, запасаемой в шунтирующей индуктивности.

Ток, протекающий через данную индуктивность во время импульса возбуждения, определяется ее реактивным сопротивлением и не зависит от объема ГРТ. Следовательно, с увеличением рабочего объема ГРТ будет уменьшаться удельный дополнительный энерговклад в активную среду от шунтирующей индуктивности, что должно проявиться в поведении проводимости плазмы в ближнем послесвечении, а также и газовой температуры.

Одним из подтверждений сказанному являются результаты измерения концентрации электронов по штарковскому профилю линии водорода [2–4], поскольку наибольшее нарастание n_e (в действительности газовой температуры) наблюдается в ГРТ с наименьшим диаметром разрядного канала.

Реактивное сопротивление индуктивности, как известно, зависит от частоты свободных колебаний в разрядном контуре и с ее увеличением оно возрастает. Увеличить частоту свободных колебаний в контуре можно за счет уменьшения накопительной емкости. Следовательно, будет наблюдаться снижение дополнительного энерговклада в активную среду с уменьшением накопительной емкости, что должно соответствующим образом отражаться на поведении проводимости плазмы в ближнем послесвечении. На рис. 2 приведен временной ход проводимости плазмы в ближнем послесвечении ЛПМ, измеренный в ГРТ УЛ-102 с накопительными конденсаторами 1350 и 3300 пФ при условии сохранения потребляемой мощности от высоковольтного выпрямителя. Временной ход проводимости плазмы в ближнем послесвечении, приведенный на рис. 1, 2, наглядно иллюстрирует вышесказанное.

Результаты измерения временного хода n_e [2] и временного хода проводимости плазмы [10] в ближнем послесвечении получены при сравнимых условиях накачки и геометрических размерах газоразрядных трубок, что позволяет провести сравнительный анализ наблюдаемых в данных работах закономерностей. Причем эти закономерности, в случае справедливости вышеприведенных рассуждений, должны быть обусловлены изменением газовой и электронной температур.

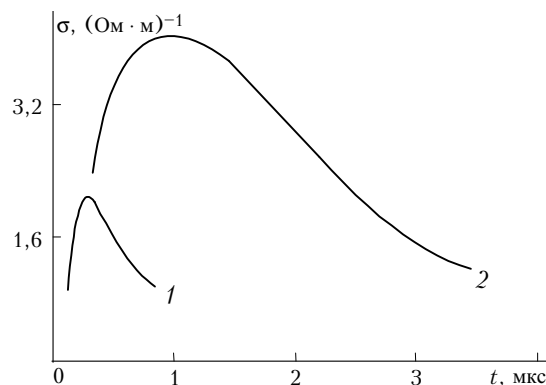


Рис. 2. Изменение проводимости плазмы после импульса возбуждения в ГРТ УЛ-102 при накопительной емкости в разрядном контуре: 1 – 1350 пФ; 2 – 3300 пФ

На рис. 3 и 4 приведены временной ход концентрации электронов в зависимости от давления буферного газа в ГРТ и проводимости плазмы, наблюдаемые в [2, 10].

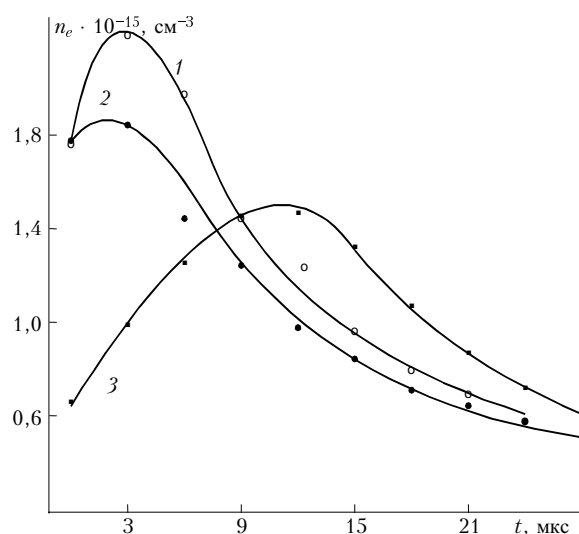


Рис. 3. Временной ход концентрации электронов в зависимости от давления буферного газа Ne: кривая 1 – 26,4, 2 – 13,2, 3 – 3,3 кПа [2]

С уменьшением давления буферного газа, как видно из рис. 3, наблюдалось увеличение времени достижения максимума n_e , в то время как в проводимости (см. рис. 4) наблюдалось только уменьшение

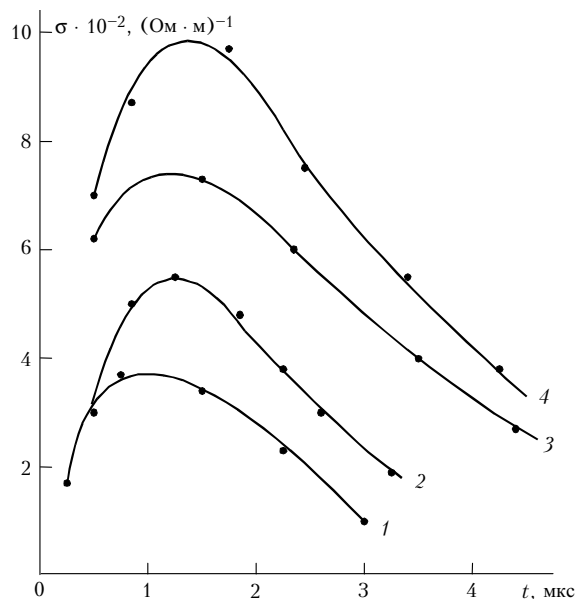


Рис. 4. Временной ход проводимости плазмы ЛПМ в послесвечении разряда при следующих параметрах [10]: кривые 1, 2 – $P_{\text{Ne}} = 26,4$ кПа; 3, 4 – 13,2 кПа; напряжение на выпрямителе источника питания 1, 3 – 4 кВ; 2, 4 – 5 кВ

скорости спада. Наблюдаемые закономерности легко объяснимы. С уменьшением давления буферного газа уменьшается частота упругих соударений электронов с его атомами, что снижает скорость охлаждения электронов в ближнем послесвечении и замедляет скорость спада проводимости плазмы. Замедление скорости охлаждения электронов атомами буферного газа приводит к увеличению времени достижения максимума газовой температуры.

Дополнительным подтверждением справедливости результатов анализа поведения n_e в ближнем послесвечении является следующее. Согласно [12] ионизация может наблюдаться после импульса возбуждения за счет запасенной кинетической энергии электронов и за время

$$\tau_i \approx (n_m \beta I)^{-1}, \quad (5)$$

где n_m – концентрация атомов металлов; β – коэффициент ступенчатой ионизации; I – энергия ионизации атома металла. Электронная температура T_e падает до температуры ионизации $T_i \sim 0,6$ эВ, соответствующей равновесию между ионизацией и рекомбинацией. Нарастание T_e , как следует из таблицы, при значениях $n_e \sim 10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$ не превышает T_i для измеренных значений проводимости плазмы. Следовательно, в ближнем послесвечении должен наблюдаться монотонный спад n_e или ее значение не будет меняться. В [12] рассмотрены также два механизма охлаждения электронов: диффузионный и ударный. В случае, когда ($T_e > T_g$), охлаждение электронов идет в упругих столкновениях с атомами и роль диффузионного ме-

ханизма относительно невелика. Поэтому наблюдается соответствующая корреляция между электронной и газовой температурами в рассматриваемый период времени.

Заключение

1. Измерение временного хода концентрации электронов в послесвечении лазеров на самоограниченных переходах атомов металлов, как и в других импульсных газоразрядных приборах, можно проводить по штарковскому профилю линии водорода H_β в случае, когда не только штарковский механизм уширения преобладает над доплеровским, но и интенсивность линии определяется Штарк-эффектом.

2. Временной ход проводимости плазмы в ближнем послесвечении лазера не отражает характер изменения концентрации электронов в этот период времени, поскольку при степени ионизации активной среды выше 0,1% проводимость плазмы определяется электрон-ионными столкновениями и отражает характер изменения электронной температуры.

1. 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.
2. 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. Томск: ИОА СО АН СССР, 1978. С. 179–188.
3. Горбунова Т.М., Елаев В.Ф., Реутова Т.А., Суханова Г.Б., Теодорович З.С., Федоров В.Ф. Излучение распадающейся плазмы в лазере на парах меди и возможности ее диагностики // Инверсная заселенность и генерация на переходах в атомах и молекулах. Томск: СФТИ, 1986. С. 194–195.
4. Le Guyadec E., Chamouard C., Gossens J.-P., and Lemaire P. Radial and time resolved measurements of electron density in a copper vapor laser // Opt. Commun. 1993. V. 100. P. 461–466.
5. Батенин В.М., Климовский И.И., Лесной М.А., Селезнева Л.А. Параметры плазмы в послесвечении разряда в лазере на парах меди // Квант. электрон. 1980. Т. 7. № 5. С. 988–992.
6. Webb C.E., Hogan G.P. Copper laser kinetics – a comparative study // Pulsed Metal Vapour Lasers / C.E. Little, N.V. Sabotinov, Editors. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1996. P. 29–42.
7. Hogan G.P., Webb C.E., Whyte C.G., Little C.E. Experimental studies of CVL kinetics // Pulsed Metal Vapour Lasers / C.E. Little, N.V. Sabotinov, Editors. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1996. P. 67–72.
8. Hogan G.P., Webb C.E. Radially and time resolved measurements of electron density in an operating copper vapour laser // Meas. Sci. and Technol. 1997. V. 8. P. 1095–1104.
9. 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 lasers // IEEE J. Quantum Electron. 1994. V. 30. P. 1876–1895.
10. Елаев В.Ф., Солдатов А.Н., Юдин Н.А. Исследование поведения проводимости плазмы лазера на парах меди //

- Оптика атмосфер. и океана. 1996. Т. 9. № 2. С. 169–173.
11. *Petrash G.G.* Diagnostics of CVL plasma // *Atomic and Molecular Pulsed Laser* / V.F. Tarasenko, G.V. Mayer, G.G. Petrash, Editors. Proc. SPIE. 1995. V. 2619. P. 68–75.
12. *Дьячков Л.Г., Кобзев Г.А.* Баланс энергии электронов в послесвечении лазеров на парах металлов // *Ж. техн. физ.* 1978. Т. 48. № 11. С. 2343–2346.
13. *Елаев В.Ф., Солдатов А.Н., Суханова Г.Б.* Определение температуры электронов в послесвечении лазера на парах меди // *Теплофиз. высок. температур.* 1981. Т. 19. Вып. 2. С. 426–428.
14. *Батенин В.М., Климовский И.И., Селезнева Л.А.* К вопросу о предельных средних мощностях генерации лазеров на парах меди // *Теплофиз. высок. температур.* 1980. Т. 18. № 4. С. 707–712.
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.* 1978. Т. 16. № 5. С. 1145–1151.
16. *Собельман И.И.* Введение в теорию атомных спектров. М.: Физматгиз, 1963. 640 с.
17. *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. 554 с.
18. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.

N.A. Yudin. Errors in measurements of electron concentration in CVL by Stark shape of hydrogen line.

The experimentally observed dependence of the electron density and plasma conductivity in near after-glowing has been conducted. The observed increase of the electron concentration in the near after-glowing, determined by the Stark widening of the hydrogen line H β , is shown to reflect in fact the active medium temperature variation, and an increase of the plasma conductivity – the 0.1 eV increase of the electron temperature due to addition energy contribution into the active medium following the excitation pulse.