

01;02;04;07

©1994 г.

## ПОВЫШЕНИЕ ПРОДОЛЬНОЙ ОДНОРОДНОСТИ АКТИВНОЙ СРЕДЫ КОРОТКОВОЛНОВОГО ЛАЗЕРА ПРИ ПОМОЩИ ЛЕГИРОВАНИЯ

*М. Л. Шматов*

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе,  
194021, Санкт-Петербург  
(Поступило в Редакцию 7 декабря 1993 г.)

Предложено легирование активной среды коротковолнового лазера, вызывающее за счет радиационных потерь сверхлинейную зависимость скорости охлаждения от электронной температуры  $T_e$ . Приведена иллюстрационная модель, в рамках которой такое легирование позволяет снизить продольную неоднородность  $T_e$ , обусловленную неоднородностью потока излучения накачки. Стабилизирующее влияние радиационных потерь на продольную однородность активной среды рассмотрено в качестве возможной причины, обеспечивающей усиление излучения на  $4d-4p$ -переходах кобальтоподобных ионов. Предложена реализация бегущей волны инверсии при помощи модулированного легирования активной среды.

### Введение

Неоднородность сфокусированного в линию потока излучения приводит к продольной неоднородности плазменного столба, создаваемого при воздействии этого излучения на твердотельную мишень (см., например, [1-11]). В ряде случаев основное проявление продольной неоднородности плазмы, используемой в качестве активной среды коротковолнового лазера, состоит в рассогласовании усиления в областях с различными значениями продольной координаты  $x$  [2-5, 7-10] (см. рисунок). Для подавления этого эффекта в экспериментах применяются системы фокусировки излучения накачки, сконструированные с целью усреднения неоднородности его начального потока (см., например, [4, 5, 7, 9, 10]). В данной работе в качестве дополнительной меры предложено легирование активной среды, вызывающее за счет радиационных потерь сверхлинейную зависимость скорости охлаждения от электронной температуры  $T_e$ . Ниже рассмотрена иллюстрационная модель, в

рамках которой такой метод позволяет улучшить однородность. Согласно этой модели, легирование приводит к улучшению однородности также в том случае, когда сверхлинейная зависимость скорости охлаждения от  $T_e$  достигается и в его отсутствие.

### Иллюстрационная модель

Ограничимся рассмотрением узкой области активной среды, соответствующей наибольшему (для данной координаты  $x$ ) коэффициенту усиления (см. рисунок). Полагаем, что в пределах этой области  $T_e$  зависит только от  $x$  и времени  $t$ . Используем обозначение  $I_p$  для значений интенсивности, которые соответствовали бы плоскости  $XY$  при отсутствии самой мишени (см. рисунок). Будем отсчитывать время от момента начала облучения мишени. Полагаем, что

$$T_e(x, t < 0) = 0, \quad (1)$$

при  $t \geq 0$  значение  $T_e$  определяется уравнением

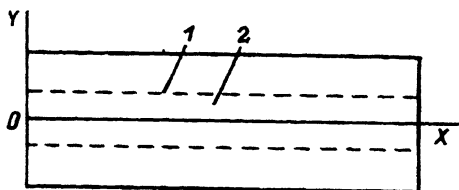
$$\frac{dT_e(x, t)}{dt} = a [I(x, t)] - b [T_e(x, t)] - cf [T_e(x, t)]. \quad (2)$$

Здесь обозначение  $T_e$  используется применительно к рассматриваемой области; функция  $a$  описывает нагрев образующейся плазмы, при этом полагается, что вместо  $I_p(x, y, t)$  можно ввести функцию  $I(x, t)$ , которая представляет, например, максимальное по  $y$  значение  $I_p$ . При увеличении  $I$  функция  $a$ , очевидно, возрастает. Функции  $b$  и  $f$  характеризуют охлаждение плазмы;  $f$  соответствует влиянию легирующей примеси, содержание которой описывается величинами  $c$ ,  $b(T_e = 0) = 0$ ,  $f(T_e = 0) = 0$ . Уравнение (2) не учитывает разлет плазмы, т.е. соответствует так называемой “нульмерной” модели [12]. Пренебрежение переносом тепла в продольном направлении оправдано в ситуации, когда величина  $dT_e/dx$  достаточно мала, что фактически означает достаточно малость  $dI/dx$ .

Введем для количественного описания неоднородности  $T_e$  параметр  $K$ , определяемый выражением

$$K = (T_{\max} - T_{\min}) / T_{\min}, \quad (3)$$

где  $T_{\max}$  и  $T_{\min}$  — максимальное и минимальное значение  $T_e$  в некоторый момент времени. При использовании этого параметра для сравнения неоднородности различных сред необходимо наложить дополнительное условие, устанавливающее соответствие между моментами определения  $K$ .



Расположение осей используемой системы координат.

1 — поверхность мишени (плоскость  $XY$ ),  
2 — проекция основной усиливающей области на плоскость  $XY$ .

Рассмотрим стадию нагрева плазмы в ситуации, когда поток излучения накачки воспроизводим и все различие между плазменными столбами состоит в содержании легирующей примеси. Полагаем, что

$$I(x, t \geq 0) = I(x), \quad (4)$$

при этом  $\min[I(x)] \equiv I_1$  соответствует продольной координате  $x_1$ ,  $\max[I(x)] \equiv I_2$  — продольной координате  $x_2$ . Обозначим  $T_e(x_1, t)$  через  $T_1$ ,  $T_e(x_2, t)$  — через  $T_2$ . В качестве дополнительного условия используем равенство

$$T_1 = T_1^*, \quad (5)$$

где  $T_1^*$  — произвольно выбранное допустимое значение  $T_1$ .

Момент времени, соответствующий выполнению (5), обозначим через  $t_1$ . Полагаем, что  $s$  равняется некоторой величине  $c_0$ ; во всем рассматриваемом диапазоне  $T_e$  функции  $f$  и  $(b + c_0 f)$  зависят от  $T_e$  сверхлинейно, т.е. их вторые производные по  $T_e$  положительны. Для коэффициента  $s > 1$  при сохранении  $sT_e$  в этом диапазоне выполняются соотношения

$$f(sT_e) > sf(T_e), \quad (6)$$

$$b(sT_e) + c_0 f(sT_e) > s [b(T_e) + c_0 f(T_e)]. \quad (7)$$

Введем обозначение  $T_2^* \equiv T_2[t = t_1(c = c_0)]$  и определим параметр  $t_2 = t_2(c)$  как время, соответствующее выполнению условия  $T_2(t = t_2) = T_2^*$  при произвольном значении  $c$ . Обозначим  $(t_1 - t_2)$  через  $F(c)$ ,  $T_2^*/T_1^*$  — через  $r$ . Согласно (1), (2), (4),

$$F(c) = \int_0^{T_1^*} g(c, T') dT', \quad (8)$$

где

$$g(c, T') = \frac{1}{a(I_1) - b(T') - cf(T')} - \frac{r}{a(I_2) - b(rT') - cf(rT')}. \quad (9)$$

Из определений следует, что

$$F(c = c_0) = 0. \quad (10)$$

В интервале от 0 до  $T_1^*$  хотя бы при одном значении  $T'$ , которое обозначим через  $T_a$ , выполняется равенство  $g(c_0, T_a) = 0$ . Продифференцировав (9), можно показать, что при  $T' = T_a$  производная  $dg(c_0, T')/dT'$  отрицательна. Таким образом, значение  $T_a$  (в интервале от 0 до  $T_1^*$ ) единственно,

$$g(c_0, 0 < T' < T_a) > 0, \quad (11)$$

$$g(c_0, T_a < T' < T_1^*) < 0. \quad (12)$$

Из условия (6) следует, что

$$\frac{dF(c)}{dc} < \int_0^{T_1^*} g(c, T') f(T') g_1(c, T') dT', \quad (13)$$

где

$$g_1(c, T') = \frac{1}{a(I_1) - b(T') - cf(T')} + \frac{\tau}{a(I_2) - b(\tau T') - cf(\tau T')}. \quad (14)$$

Произведение  $f(T')g_1(c_0, T')$  положительно, при увеличении  $T'$  оно возрастает (см. (6), (7), (14)). Поэтому, как легко показать из (8), (10)–(12), при  $c = c_0$  правая часть формулы (13) отрицательна. В результате, как видно из (10), при  $c > c_0$  имеет место неравенство  $f_2(c) > t_1(c)$ , что означает  $T_2(t = t_1) < T_2^*$ . Таким образом, при увеличении  $c$  параметр  $K$  уменьшается (см. (3), (5)).

Если зависимость скорости охлаждения от  $T_e$  сверхлинейна, после прекращения действия излучения накачки однородность  $T_e$  будет улучшаться. Это следует из подстановки  $I(x, t) = 0$  в (2). Полагая, что  $T_2 > T_1$  и выполняется условие вида (7), получаем  $d(T_2/T_1)/dt < 0$ .

### Радиационные потери активных сред коротковолновых лазеров

При выполнении условий  $n_e \lesssim 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ,  $\bar{z} \gtrsim 10$ ,  $T_e \gtrsim 10^2 \text{ эВ}$ , где  $n_e$  — концентрация электронов,  $\bar{z}$  — средний заряд ионов, радиационное охлаждение столба лазерной плазмы, созданного при облучении области шириной  $d \sim 10^{-2} \text{ см}$ , может быть описано в приближении оптически тонкой плазмы [13]. Активные среды экспериментально реализуемых коротковолновых лазеров создаются при таком значении  $d$  и в ряде случаев удовлетворяют вышеуказанным условиям на протяжении большей части времени своего существования. Отметим, что неприменимость приближения оптически тонкой плазмы, по-видимому, является фактором, способствующим реализации сверхлинейной зависимости скорости радиационного охлаждения от  $T_e$ . Это предположение основано на законе Стефана-Больцмана.

Скорость радиационных потерь оптически тонкой плазмы в расчете на один электрон и один ион обозначается через  $Q$  [13]. Для плазмы, находящейся в состоянии локального ионизационного равновесия, обозначим эту величину через  $Q_0$ . Общая тенденция состоит в уменьшении  $Q_0$  при увеличении  $T_e$  [13]. Зависимость  $Q_0(T_e)$  имеет, однако, минимумы и максимумы, в отдельных температурных диапазонах она сверхлинейна, что особенно проявляется при высоких значениях  $n_e$  [13]. На ранних стадиях нагрева плазмы величина  $Q$  может значительно превосходить  $Q_0$  [13]. Тем не менее, по-видимому, в температурном диапазоне, соответствующем генерации основного потока вынужденного излучения и некоторому предшествующему периоду времени, может быть достигнута сверхлинейная зависимость  $Q(T_e)$ .

Если плазма нагревается за счет теплопроводности и поток тепла близок к насыщению, то только сверхлинейная зависимость  $Q(T_e)$  делает невозможным развитие неустойчивостей, связанных с радиационным охлаждением [14].

В мишени атомы примеси (или нескольких примесей), используемые для управления радиационными потерями, могут быть смешаны с атомами элемента, на ионах которого происходит усиление излучения или/и нанесены в виде покрытия [15]. В простейшем случае легирования активной среды, предназначенное для повышения ее однородности, будет однородно по координате  $x$ . В принципе возможно модулирование состава мишени, учитывающее воспроизводимые неоднородности  $I_p$  [2,8,11]. Этот метод также позволяет реализовать бегущую волну инверсии без внесения каких-либо изменений в систему фокусировки излучения накачки, предназначенную для одновременного облучения всей поверхности мишени [16,17].

При  $T_e$ , соответствующей минимуму  $Q_e(T_e)$ , значительная часть ионов находится в одном из состояний с замкнутыми электронными оболочками [13]. Это позволяет предположить, что при отсутствии специального легирования стабилизирующее влияние радиационных потерь может проявиться у лазеров со столкновительным возбуждением. Наибольший эффект возможен для лазеров, действующих на переходах  $4d-4p$ , что следует из сравнения значений  $Q_0$  и температурных диапазонов возрастания этого параметра для различных элементов [13].

В экспериментах наблюдалось усиление вынужденного излучения на  $4d-4p$ -переходах кобальтоподобных ионов [11,18]. Усиление на  $3p-3s$ -переходах фтороподобных ионов, являющихся их аналогом, предсказано теоретически, но экспериментально не зарегистрировано [11,19]. В работах [4,5] отмечено, что для инверсии между уровнями таких ионов проблема однородности плазмы может иметь критическое значение. Возможно, что плазменный столб с однородностью, достаточной для усиления на  $3p-3s$ -переходах фтороподобных ионов, будет создан при облучении мишени, состоящей из Y и Yb, нанесенных на полимерную пленку. Этот выбор обусловлен тем, что на основании данных работ [11,18-21] представляется возможным создание плазмы с высокой концентрацией фтороподобных ионов Y и никельподобных (а также, возможно, кобальтоподобных) ионов Yb. Так, на  $3p-3s$ -переходах ( $J = 2-1$ ) неоноподобного иона Y коэффициент усиления  $\alpha = 4 \text{ см}^{-1}$  был реализован при  $I_p = 1.4 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$  [21] (строго говоря, здесь  $I_p$  обозначает интенсивность накачки, усредненную по некоторой области). При том же значении  $I_p$  коэффициент усиления  $\alpha = 1.2 \text{ см}^{-1}$  наблюдался на одном из  $4p-4s$ -переходов ( $J = 0-1$ ) никельподобных ионов Yb (длительность импульса накачки была в два раза выше, чем в предыдущем случае) [20,21]. При  $I_p = 3.5 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$  усиление излучения происходило на  $4d-4p$ -переходах ( $J = 0-1$ ) как никель-, так и кобальтоподобных ионов Yb [11,18]. Другой возможный состав мишени — Ag и Au, но в отличие от предыдущего случая необходимое значение интенсивности накачки при таком выборе может оказаться неприемлемо высоким [6,11].

В спектрах  $4d-4p$ -лазеров доминируют линии, соответствующие переходам  $J = 0-1$  [11,18,20,21]. Согласно теории, для  $3p-3s$ -лазеров наибольший коэффициент усиления также должен быть достигнут на одном из таких переходов, но в экспериментах он реализуется на пере-

ходах  $J = 2-1$  [6,11,21-23]. Сравнительно большая продолжительность существования усиления на  $3p-3s$ -переходах ( $J = 2-1$ ) [22] затрудняет рассогласование усиления, обусловленное продольной неоднородностью активной среды. Однако для полного сравнения чувствительности усиления на различных переходах к такой неоднородности необходим учет и других факторов, в частности геометрических параметров области наибольшего усиления [4].

### Заключение

По-видимому, зависимость скорости охлаждения (в частности, радиационного) от  $T_e$  является одним из основных факторов, определяющих однородность активной среды коротковолнового лазера. С этой зависимостью может быть связана сравнительно высокая неоднородность активных сред лазеров с рекомбинационной накачкой, создаваемых без использования в мишенях примесей, предназначенных для увеличения радиационных потерь [3,4,7]. Даже в случае использования такой примеси радиационные потери могут возрастать при падении  $T_e$  [12]. Целенаправленная реализация стабилизирующих эффектов, рассмотренных в данной работе, требует подбора состава мишени, ограничения максимального значения  $T_e$  (т.е. фактически ограничения максимального значения  $I_p$ ) и, возможно, оптимизации зависимости  $I_p(t)$ . "Улучшение" зависимости скорости охлаждения от  $T_e$  в принципе может быть достигнуто и при охлаждении плазмы за счет теплопроводности (см., например, [7]).

Отметим, что в работе [24] сообщается о попытке компенсировать рефракцию коротковолнового излучения на поперечном градиенте  $n_e$  за счет кривизны мишени. В качестве возможной причины отсутствия в этом эксперименте заметного результата рассматривалась недостаточная однородность потока излучения накачки [24]. Вероятно, высокая однородность активной среды желательна и при компенсации рефракции с помощью мишени, состоящей из отдельных частей (см., например, [23]). Эффективная компенсация рефракции позволила бы достичь высокого коэффициента усиления на ранней стадии разлета плазмы, когда значения  $n_e$  и концентрации ионов велики (см. также [6,12,15]). Напомним, что большие значения  $n_e$  способствуют реализации сильной сверхлинейной зависимости  $Q_0(T_e)$  [13].

### Список литературы

- [1] Lee T.N., Molander W.A., Ford J.L., Elton R.C. // Rev. Sci. Instrum. 1986. Vol. 57. N 8. Pt 2. P. 2052-2054.
- [2] Eder D.C., Rosen M.D., Lee R.W. et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 1987. Vol. 4. N 12. P. 1949-1953.
- [3] Jamelot G., Carillon A., Klisnick A., Jaegle P. // Appl. Phys. B. 1990. Vol. 50. P. 239-246.
- [4] Kieffer J.C., Chaker M., Pepin H. et al. // Opt. Comm. 1991. Vol. 84. N 3,4. P. 208-213.
- [5] Kieffer J.C., Chaker M., Pepin H. et al. // Inst. Phys. Conf. Ser. 1991. N 116. P. 347-350.
- [6] Fields D.J., Walling R.S., Shimkaveg G.M. et al. // Phys. Rev. A. 1992. Vol. 46. N 3. P. 1606-1609.
- [7] Jamelot G., Carillon A., Dhez P. et al. // Inst. Phys. Conf. Ser. 1992. N 125. P. 89-95.

- [8] *Rus B., Zeitoun P., Carillon A. et al.* // Inst. Phys. Conf. Ser. 1992. N 125. P. 361-366.
- [9] *Nantel M., Kieffer J.C., Pepin H. et al.* // Inhomogeneity Issues in Germanium X-Ray Laser Plasma. Inst. Phys. Conf. Ser. 1992. N 125.
- [10] *La Fontaine B., Dunn J., Baldis H.A. et al.* // Phys. Rev. E. 1993. Vol. 47. N 1. P. 583-590.
- [11] *MacGowan B.J., Da Silva L.B., Fields D.J. et al.* // Phys. Fluids B. 1992. Vol. 4. N 7. P. 2326-2337.
- [12] *Keane C. and Suckewer S.* // J. Opt. Soc. Am. B. 1991. Vol. 8. N 2. P. 201-211.
- [13] *Виноградов А.В., Шляпцев В.Н.* // Квантовая электрон. 1987. Т. 14. № 1. С. 5-26.
- [14] *Evans R.G.* // J. Phys. D. 1981. Vol. 14. N 10. P. L173-L177.
- [15] *Seely J.F., Brown C.M., Feldman U. et al.* // Opt. Comm. 1985. Vol. 54. N 5. P. 289-294.
- [16] *Шматов М.Л.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 18. С. 37-42.
- [17] *Shmatov M.L.* // Preprint of A.F. Ioffe Phys. Techn. Institute. 1993. N 1604.
- [18] *MacGowan B.J., Da Silva L.B., Fields D.J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 65. N 19. P. 2374-2377.
- [19] *Hagelstein P.L.* // Phys. Rev. A. 1986. Vol. 34. N 2. P. 924-942.
- [20] *MacGowan B.J., Maxon S., Keane C.J. et al.* // J. Opt. Soc. Am. B. 1988. Vol. 5. N 9. P. 1858-1863.
- [21] *Keane C.J., Ceglio N.M., MacGowan B.J. et al.* // J. Phys. B. 1989. Vol. 22. N 21. P. 3343-3362.
- [22] *London R.A., Rosen M.D., Maxon S.M. et al.* // J. Phys. B. 1989. Vol. 22. N 21. P. 3363-3376.
- [23] *Carillon A., Chen H.Z., Dhez P. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 68. N 19. P. 2917-2920.
- [24] *Kato Y., Azuma H., Murai K. et al.* // ILE Research Report ILE 9010. P. 1990.
-