

анизотропии. Однако применение защитного покрытия, уменьшая влияние атмосферных условий, в частности влажности воздуха, замедляет релаксационные процессы, делая их несущественными.

Авторы благодарят проф. Ш.Д. Какичашвили за внимание и интерес к работе и стимулирующие обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Балабанов А.И., Какауридзе Г.А., Какичашвили Ш.Д., Савицкий А.В., Шавердова В.Г., Швайцер Я.А. // Оптика и спектроскопия. 1989. Т. 67. В. 2. С. 409-412.
- [2] Какичашвили Ш.Д. Поляризационная голография. Л.: Наука, 1989.
- [3] Шавердова В.Г., Степанов Б.И., Желтов А.Я. В кн.: Векторная и трехмерная голография. Тбилиси. 1990. С. 137-141.
- [4] Желтов А.Я., Степанов Б.И., Шавердова В.Г. // ЖПС. 1990. Т. 52. В. 2. С. 280-283.
- [5] Шаталин И.Д. // Оптика и спектроскопия. 1989. Т. 66. В. 2. С. 362-364.
- [6] Какичашвили Ш.Д., Шавердова В.Г. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. В. 5. С. 266-269.
- [7] Какичашвили Ш.Д., Швайцер Я.А. В кн.: Векторная и трехмерная голография. Тбилиси. 1990. С. 127-132.
- [8] Шаталин И.Д., Какичашвили В.И., Какичашвили Ш.Д. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 17. С. 1051-1055.

Институт кибернетики
АН Грузинской ССР,
Тбилиси

Поступило в Редакцию
19 июля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 24

26 декабря 1990 г.

02; 07

© 1990

ВЛИЯНИЕ ГРАНИЦЫ ПЛАЗМА-ВАКУУМ НА ИЗЛУЧЕНИЕ ЛАЗЕРОВ БЕЗ ЗЕРКАЛ

М.Я. Амусья, М.Л. Шматов

Показано, что отражение фотонов от границы плазма-вакуум на торцах активной среды, может, при большом коэффициенте усиления, заметно повлиять на излучение инверсных плазменных сред.

Учет этого эффекта позволяет объяснить наблюдавшееся в экспериментах [1-5] уменьшение регистрируемого сигнала при увеличении длины активной среды.

В работе [6] нами была предложена модель для описания излучения лазеров без зеркал, учитывающая динамическую эволюцию среды. Мы полагали, что лазер мгновенно создается в момент времени $t=0$; в дальнейшем коэффициент усиления α меняется по закону $\alpha = \alpha_0 \exp(-t/\tau)$ интенсивность затравочного спонтанного излучения пропорциональна коэффициенту усиления, длина лазера обозначена через L . Не останавливаясь на подробностях, описанных в работе [6], здесь мы отметим только, что при $c\tau \gg L$ (c - скорость света) уменьшение интенсивности излучения определяется характерным временем τ_i ,

$$\tau_i = \frac{\tau}{\alpha_0 L}. \quad (1)$$

Формула подобного вида приведена в работе [7], где рассмотрен режим сверхизлучения.

В некоторых случаях временного разрешения аппаратуры, составляющего, например, 40 пс [5], может быть недостаточно для определения мгновенных значений интенсивности; при этом будет возможно зарегистрировать только интегральный по времени сигнал [6].

Отметим, что можно оценить τ по временной зависимости не-лазерного излучения и затем, если динамика лазерного излучения (i , следовательно, τ_i) также известна, определить α_0 с помощью выражения (1). Для определения τ может быть рассмотрено излучение на лазерном переходе в направлении, перпендикулярном продольной оси лазера (если вклад рассеянного лазерного излучения в этот сигнал мал). Можно также оценить τ по динамике близких к лазерным спектральных линий, связанных с ионами, мало отличающимися по зарядовому состоянию от лазерных, например, используя для переходов неоноподобных ионов данные по натрийподобным ионам. Так, из данных работы [8] (для $L = 1.12$ см и $L = 1.66$ см) получаем $\tau = 1.4 \cdot 10^{-9}$ с и $\alpha_0 = 5.3$ см $^{-1}$.

В данной работе мы хотим обратить внимание на то, что, возможно, для описания излучения создаваемых в экспериментах [1-5, 8-10] лазеров без зеркал недостаточно однопроходного приближения. При выходе из активной среды фотоны могут отразиться на ее торцах от границы плазма-вакуум (или, например, плазма-воздух) обратно в активную среду. Коэффициент такого отражения обозначим через k . При достаточно большом времени жизни активной среды отраженное от границы излучение при следующем проходе сквозь среду усилится приблизительно в $\exp(\alpha L)$ раз. Таким образом, если усиление велико и выполняется условие

$$k \exp(\alpha L) = 1, \quad (2)$$

многопроходный сигнал составляет значительную часть полного. Отметим, что возможность использования зеркал со сравнительно малой отражающей способностью для лазеров, имеющих большие коэффициенты усиления, обсуждалась в работе [11].

Торцевая граница плазма-вакуум, формирующаяся при разлете активной среды, насколько нам известно, специально не изучалась. Поэтому для начальной оценки будем считать плазму однородной, границу с вакуумом - резкой. Тогда, согласно [12], для нормального падения излучения

$$k \approx \frac{1}{16} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^4, \quad (3)$$

где ω_p - плазменная частота, ω - частота излучения. При концентрации электронов $n_e = 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и длине волны $\lambda \approx 200 \text{ \AA}$ [9] из (3) следует, что $k \approx 2 \cdot 10^{-9}$. Таким образом, при $\alpha L = 20$ условие (2) выполнено. Значение $\alpha L \approx 20$ для подобной системы реализовано экспериментально [1].

Многопроходный сигнал будет замечен уже в том случае, если он составит несколько процентов от полного. При достаточно длительном существовании усиления полный сигнал определяется суммарным вкладом потоков излучения, прошедших через среду один, два, три и более раз. Поэтому резонаторный эффект, связанный с отражением от границы плазма-вакуум, будет замечен и при меньших, чем требует условие (2), значениях αL .

Выражение (3), полученное в приближении резкой границы раздела, является, как кажется, довольно грубой оценкой k . Отметим, однако, следующее. При электронной температуре $T_e \approx 1 \text{ кэВ}$ и $n_e = 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ [9] дебаевский радиус экранирования r_D , т.е. характерный масштаб неоднородности плазмы, составляет приблизительно 80 \AA [13], что почти в 3 раза меньше λ . Поэтому граница плазма-вакуум, во всяком случае, не может размываться из-за вылета электронов из приповерхностной области. Фокусировка иницирующего лазера, задающая для поперечной плотности плазмы типичный линейный масштаб приблизительно 100 мкм [1], на рассматриваемую границу влияет, по-видимому, слабо. Поскольку отношение r_D / λ порядка единицы, а плазма вблизи торца, вероятно, является более возмущенной по сравнению с остальными областями вследствие более сложного, существенно трехмерного характера разлета, то можно ожидать, что здесь происходит довольно сильное рассеяние излучения на неоднородностях среды [12]. Рассеяние назад внесет некоторый вклад в k . В работе [14] показано, что поперечный градиент α в плазменной среде, концентрируя излучение вблизи оси системы, более существенно влияет на распространение фотонов, чем приводящий к рассеянию излучения градиент n_e . Это приводит к своеобразному волноводному эффекту [14], что, вероятно, будет способствовать образованию рассматриваемого нами резонатора. При больших значениях αL даже

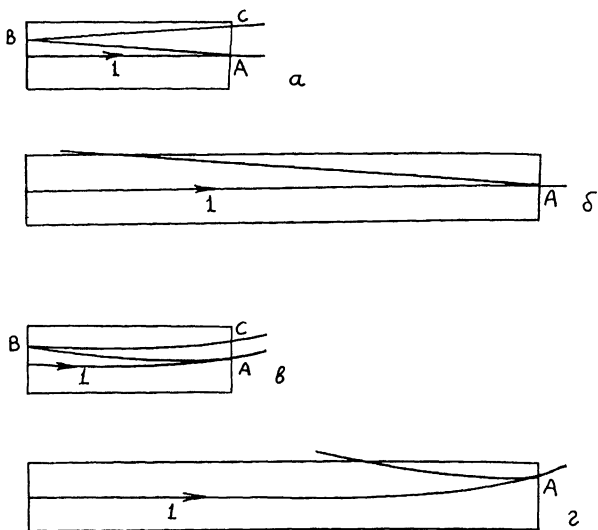


Рис. 1. Подавление трехпроходного усиления при увеличении длины лазера в случае прямолинейного (а, б) и непрямолинейного (в, г) распространения лучей в среде. 1 – начальный поток излучения, А и В – точки отражения, С – точка выхода двукратно отраженного излучения; а, в – короткая активная среда, б, г – длинная активная среда.

малое число фотонов, отраженных от границы и захваченных волноводом, заметно повлияет на детектируемый сигнал.

Увеличение L до значений, превышающих пороговую для заданного начального направления потока излучения величину L_0 , вызовет исчезновение многопроходного усиления. Так, очевидно, торцы плазменной среды не являются строго перпендикулярными продольной оси плоскостями. Положим, например, что среда, для простоты, является цилиндром, правый торец которого слегка скошен (рисунок, а, б). При малом значении L (рисунок, а) часть изначально распространяющегося слева направо по оси цилиндра потока фотонов (линия 1) может пройти сквозь среду по пути ABC и после 2-х кратного отражения внести вклад в регистрируемый сигнал. При большой величине L (рисунок, б) такой путь невозможен. Исчезновение резонаторного эффекта при увеличении L будет вызываться также обусловленной неоднородностью системы непрямолинейностью распространения излучения в активной среде (см., например, [1, 10, 14]), что показано на рисунке, в, г. Если основной вклад в k вносит рассеяние назад на неоднородностях, то, вероятно, этот механизм будет доминировать.

Если отражение от торцов и неоднородности системы сравнительно слабо изменяют линию распространения излучения, можно ожидать наличия (для заданного начального направления луча) нескольких пороговых величин L_{0i} , соответствующих различным кратностям прохождения.

Таким образом, после превышения некоторой длины активной среды дальнейшее увеличение L будет подавлять многопроходное усиление. Как следствие этого, увеличение L вызовет уменьшение детектируемого сигнала. Подобный эффект наблюдался экспериментально [1-5]. Мы полагаем, что это явление не может быть объяснено в рамках однопроходной модели. Так, предположим, что произведено небольшое увеличение длины однопроходного лазера, для наглядности - со стороны, противоположной детектору. Представляется естественным, что новый участок среды даст, в крайнем случае, нулевой вклад в детектируемый сигнал, (что может быть связано, например, с сильным рассеянием или отклонением излучения, исходящего от дополнительного участка), но никак не уменьшит его. Такое уменьшение сигнала является свидетельством существенной роли отражения на торцах плазменной среды.

Один из авторов (М.Ш.) благодарит профессора П. Жегле за полезное обсуждение рассматриваемых в работе вопросов на Симпозиуме \$WLA-90\$ (г. Самарканд, 1990 г.).

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Matthews D., Rosen M., Brown S. et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 1987. V. 4. N 4. P. 575-587.
- [2] McGowan B.J., Maxon S., Keane C.J. et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 1988. V. 5. N 9. P. 1858-1863.
- [3] Kuroda H., Muroo K., Naito K., Tanaka Y. // Techn. Rep. ISSP. 1988. Ser. A. N 1955.
- [4] Muroo K., Tanaka Y., Kuroda H. // Techn. Rep. ISSP. 1988. Ser. A. N 1956.
- [5] Keane C.J., Ceglie N.M., McGowan B.J. et al. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1989. V. 22. N 21. P. 3343-3362.
- [6] А м у с ь я М.Я., Ш м а т о в М.Л. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 12. С. 45-49.
- [7] Baldwin G.C. // Laser Interaction and Related Plasma Phenomena. 1986. V. 7. P. 119-131.
- [8] Ceglie N.M. // Laser Interaction and Related Plasma Phenomena. 1986. V. 7. P. 39-51.
- [9] Rosen M.D., Hagedstein P.L., Matthews D.L. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. N 2. P. 106-109.

- [10] Matthews D.L., Eckart M., Eder D. et al. // J. de Phys. 1986. T. 47. Col. C6, suppl. au no. 10. P. C6-1 - C6-13.
- [11] Илюхин А.А., Перегудов Г.В., Рагозин Е.Н., Чирков В.А. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. № 4. С. 919-921.
- [12] Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. 4. Оптика. М.: Наука, 1980. 752 с.
- [13] Арцимович Л.А. Элементарная физика плазмы. 3-е изд. М.: Атомиздат, 1969. 192 с.
- [14] Fill E.E. // Opt. Comm. 1988. V. 67. N 6. P. 441-445.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
4 июля 1990 г.