

01; 02; 07; 12

© 1992

ЗАЩИТА ЗЕРКАЛА КОРОТКОВОЛНОВОГО ЛАЗЕРА  
РАЗРУШАЮЩИМСЯ ЭКРАНОМ

М.Л. Ш м а т о в

Предложена защита зеркала коротковолнового лазера экраном, разрушающимся к моменту подхода основного отражаемого потока вынужденного излучения.

В нескольких работах (см., например, [1-4]) экспериментально изучались коротковолновые лазеры с многослойными зеркалами. Было достигнуто двухкратное [1-4] и трехкратное [2] прохождение усиливаемого излучения через активную среду. Расположение основных элементов лазеров рассматриваемого типа приведено на рис. 1. В экспериментах используются вогнутые зеркала [1, 2, 4], активная среда может состоять из отдельных частей [4], что на рисунке для упрощения не показано.

Активная среда экспериментально реализованных лазеров, излучение которых имеет энергию кванта в несколько десятков эВ и выше, представляет собой плазму, создаваемую при действии на твердотельную мишень мощного потока фотонов - см., например, [1-13]. Поэтому зеркало такого лазера, расположенное на сравнительно малом, порядка 1 см, расстоянии от активной среды, подвергается воздействию не только коротковолнового лазерного излучения. На него попадают другие спектральные компоненты излучения плазмы [4, 14], рассеянное в активной среде излучение накачки и потоки ионов [14], а также, возможно, электронов. Будем далее для краткости называть воздействие факторов подобного рода „плазменным“. В работе [4] при двухпроходном усилении излучения зеркало, расположенное в 2 см от активной среды, создавало обратную связь, описываемую коэффициентом  $(1.0-2.7) \cdot 10^{-2}$ , что значительно меньше коэффициента отражения зеркала, равного 0,28. Авторы работы [4] объясняют это расхождение разрушением зеркала, в качестве наиболее вероятной причины которого рассматривают тепловое излучение.

При свободном разлете активной среды время существования инверсии даже для относительно „долгоживущих“ коротковолновых лазеров составляет величину порядка  $10^{-10}-10^{-9}$  с - см., например, [2, 3, 10-13, 15-17]. В подобном случае удаление зеркала от активной среды на расстояние, превышающее несколько см, значительно снижает эффективность его использования.

В работе [1] применялось магнитное удержание активной среды, что приводило к сравнительно большому, порядка  $10^{-7}$  с, времени ее существования. При этом зеркало, позволяющее реализовать

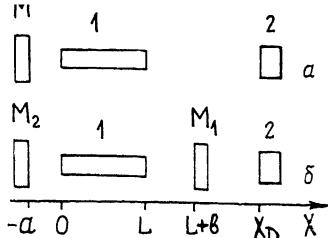


Рис. 1. Реализация двухпроходного (а) и трехпроходного (б) усиления. 1 - активная среда, 2 - детектор излучения;  $M$ ,  $M_1$ ,  $M_2$  - зеркала.

двухпроходное усиление, располагалось в 200 см от плазменного столба, эффективная длина которого (определяемая основной усиливающей областью) была приблизительно равна 1 см [1]. При столь большом удалении зеркала, однако, возникают проблемы, связанные с его ориентацией [1].

Обозначим через  $\alpha_0$  коэффициент усиления на центральной частоте лазерной линии. Первоначально полагаем, что  $\alpha_0$  от  $x$  не зависит. Применение зеркал, даже расположенных вплотную к активной среде, наиболее эффективно в том случае, когда спад  $\alpha_0$  от максимального значения за время прохода фотонов вдоль активной среды, которое обозначим через  $t_L$ , не слишком велик ( $t_L = L/c$ , где  $L$  - длина активной среды (см. рис. 1),  $c$  - скорость света в вакууме). Предположим, что это условие выполнено. Рассмотрим ситуацию, когда в течение некоторого периода времени однопроходное усиление велико, т.е. интеграл от  $\alpha_0$  по пути фотона через активную среду (в общем случае зависящий от изменения  $\alpha_0$  со временем - см., например, [15-19]) много больше единицы. Выполнение этого условия позволяет эффективно применять зеркала, обеспечивающие небольшое количество (например; один или два) дополнительных проходов излучения через активную среду. Полагаем также, что облучение мишени начинается в момент времени  $t=0$ , а за возрастанием  $\alpha_0$  (продолжающимся до момента  $t=t_0$ ) сразу следует спад.

При сделанных предположениях для реализации двухпроходного усиления зеркало фактически должно отражать излучение только в течение некоторого временного интервала  $t_1 \leq t \leq t_2$ , при этом

$$t_2 - t_1 \ll t_1; \quad (1)$$

в случае трехпроходного усиления подобное выражение можно записать для каждого из зеркал, которым будут соответствовать параметры  $t_{1,2}$  ( $M_{1,2}$ ).

Приведем иллюстрирующий пример. Обозначим интенсивности двухпроходного и трехпроходного излучения через  $I_2$  и  $I_3$  соответственно. Предположим, что свойства активной среды изменяются

столь медленно, что времена  $t_L$ ,  $a/c$ ,  $b/c$  и  $\chi_D/c$  (см. рис. 1) пренебрежимо малы (малость  $\chi_D/c$  физически несущественна и служит только для упрощения записи), насыщения усиления и деградации зеркал не происходит. Тогда, как легко показать, при значениях  $t$ , достаточно близких к  $t_0$ , зависимости  $I_2$  и  $I_3$  от времени приближенно описываются выражениями

$$I_2(t) \sim \exp[2\alpha_0(t)L], \quad (2)$$

$$I_3(t) \sim \exp[3\alpha_0(t)L]. \quad (3)$$

Здесь использовано сделанное выше предположение, согласно которому

$$\alpha_0(t_0)L \gg 1. \quad (4)$$

Временные интервалы наиболее эффективного действия зеркал можно определить выражениями  $I_2(t) \geq (1/2)I_2(t_0)$ ,  $I_3(t) \geq (1/2) \times I_3(t_0)$ . Из (2-4) следует, что при достаточно большом значении  $\alpha_0(t_0)L$  условия вида (1) будут выполнены, при этом в правую часть (1) можно подставить величину  $t_0$ . Реально при больших значениях  $\alpha_0 L$  проявится насыщение усиления [4, 15-17], однако длительность двух-трехпроходного импульса может быть достаточно мала. Отметим, что в работах [5, 8] приведены экспериментальные данные, демонстрирующие уменьшение длительности однопроходного импульса при увеличении  $L$ .

Таким образом, до некоторого момента зеркало коротковолнового лазера может быть закрыто экраном, полностью или частично защищающим его от плазменного воздействия активной среды - см. рис. 2, а. Этот экран позволяет закрыть зеркало и от некоторых потоков вынужденного коротковолнового излучения. Так, при реализации преимущественно трехпроходного усиления (см. рис. 1, б) целесообразно предотвратить попадание на зеркало  $M_2$  однопроходного импульса. Это будет способствовать повышению сохранности зеркала, а также сохранению инверсии заселенности для усиления трехпроходного импульса. Если инверсия образуется (с заметным временным рассогласованием) для более чем одной пары энергетических уровней, применение экрана (экранов) позволяет осуществить дополнительную спектральную селекцию излучения и защиту зеркала (зеркал) от „ранних“ импульсов.

Быстрое повышение прозрачности экрана может быть осуществлено, как представляется, за счет его превращения в плазму. Эта плазма будет, очевидно, оказывать некоторое воздействие на зеркало. Однако во многих случаях экран, по-видимому, как минимум в несколько раз снизит энергетическую нагрузку на единицу площади поверхности зеркала. Определенный интерес представляет изготовление экрана из материала мишени, что в принципе позволяет получить насыщение поглощения на лазерных частотах или даже инверсию заселенности. Экраны могут применяться одновре-

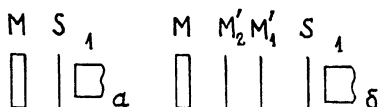


Рис. 2. Использование разрушающегося экрана для защиты одиночного зеркала (а) и системы из разнесенных зеркал (б).

1 – плазма, М – массивное зеркало, S – разрушающийся экран.  $M'_1$ ,  $M'_2$  – разрушающиеся зеркала. Между зеркалами могут располагаться дополнительные элементы, в том числе – разрушающиеся экраны. Разрушение экранов и зеркал может осуществляться при помощи дополнительного воздействия, в частности – лазерного излучения.

менно с более массивными диафрагмами и предложенными в [14] растровыми коллиматорами, защищающими зеркала или (и) сами экраны. Возможно использование конструкций, содержащих несколько разрушающихся слоев, между которыми могут располагаться дополнительные элементы. Отметим, что в [4] проводилась защита неиспользуемой поверхности зеркала.

Оптимальным вариантом было бы осуществление ионизации экрана только за счет плазменного воздействия активной среды и, отчасти, вынужденного излучения, предшествующего основному отражаемому импульсу. Возможна также подача на экран (с определенной задержкой, вызванной, например, системой типа предложенной в [20]) части потока излучения накачки. При этом, однако, возрастает энергетическая нагрузка на зеркало.

Отметим, что в трехпроходном эксперименте было бы желательно разрушение (строго говоря, превращение в плазму центральной части) зеркала  $M_1$  (см. рис. 1, б) после отражения им основного для действия лазера импульса излучения. Это позволило бы избежать поглощения и отражения трехпроходного импульса, а также некоторых „потерь“ инверсии заселенности. Для этой цели удобно использовать, по обсуждавшейся выше схеме, излучение накачки.

Тонкие разрушающиеся многослойные зеркала, последовательно вступающие в действие, позволяют осуществить более двух дополнительных проходов излучения через активную среду – см. рис. 2, б. Подобная система может применяться и для отражения длительного импульса излучения, в том числе – некогерентного. Отметим, что разрушающиеся зеркала могут не быть плоскими.

Активная среда коротковолнового лазера имеет продольные неоднородности, вызванные неоднородностью накачки [3, 7, 9–13], что в рассматриваемой ситуации приведет, в частности, к удлинению основного импульса вынужденного излучения. Поэтому для проведения предлагаемых в данной работе экспериментов желательна высокая однородность накачки. Применение экранов и разрушение

зеркал будет эффективно только при высокой воспроизводимости свойств активной среды, позволяющей оптимизировать конструктивные элементы.

Автор благодарит А.В. Боровского, Й. Каго и Ж.К. Кнеффера за предоставление работ, выполненных ими и их коллегами.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы .

- [1] S u c k e w e r S., S k i n n e r C.H., M i l - c h b e r g H. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. N 17. P. 1753-1756.
- [2] K e a n e C.J., C e g l i o N.M., M a c - G o w a n B.J. et al. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1989. V. 22. N 21. P. 3343-3362.
- [3] J a m e l o t G., C a r i l l o n A., K l i s - n i c k A., T a e g l e P. // Appl. Phys. B. 1990. V. 50. P. 239-246.
- [4] C a r i l l o n A., C h e n H.Z., D h e z P. et al. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. N 19. P. 2917-2920.
- [5] C e g l i o N.M. // Laser Interaction and Related Plasma Phenomena. 1986. V. 7. P. 39-51.
- [6] L o n d o n R.A., R o s e n M.D., M a x o n S.M. et al. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1989. V. 22. N 21. P. 3363-3376.
- [7] K e a n e C.J., M a t t h e w s D.L., R o - s e n M.D. et al. // Phys. Rev. A. 1990. V. 42. N 4. P. 2327-2339.
- [8] N a c c a c h e D., D e c o s t e r A., J a c q u e m o t S. et al. // Phys. Rev. A. 1990. V. 42. N 5. P. 3027-3033.
- [9] K a t o Y., A z u m a H., M u r a i K. et al. // ILE Research Report ILE 9010 P. 1990.
- [10] K i e f f e r J.C., C h a k e r M., P e - p i n H. et al. // Instr. Phys. Conf. Ser. 1991. N 116. P. 347-350.
- [11] K i e f f e r J.C., C h a k e r M., P e - p i n H. et al. // Phys. Fluids B. 1991. V. 3. N 2. P. 463-467.
- [12] K i e f f e r J.C., C h a k e r M., P e - p i n H. et al. // Opt. Comm. 1991. V. 84. N3, 4 P. 208-213.
- [13] K i e f f e r J.C., N a n t e l M., C h a - k e r M. et al. // Proc. Short-Wavelength Coherent Rad. 1991. V. 11. P. 119-122.

- [14] Бородин В.Г., Ковальчук Л.В., Комаров В.М. и др. // Квантовая электроника. 1991. Т. 18. В. 8. С. 993-996.
- [15] Белов А.Л., Бункин Ф.В., Яковленко С.И. // Препринт ИОФАН. № 316. 1985.
- [16] Боровский А.В., Коробкин В.В., Мухтаров Ч.К. // Препринт ИОФАН. № 17. 1986.
- [17] Боровский А.В., Коробкин В.В., Мухтаров Ч.К. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 11. С. 2269-2280.
- [18] Амусья М.Я., Шматов М.Л. // Письма в ЖТФ 1990. Т. 16. В. 12. С. 45-49.
- [19] Шматов М.Л. // Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе № 1544. 1991.
- [20] Шматов М.Л. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 5. С. 84-89.

Физико-технический  
институт им. А.Ф. Иоффе  
РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию  
15 октября 1992 г.