

6. В. С. Зуев, К. С. Корольков, О. Ю. Носач, Е. П. Орлов. *Квантовая электроника*, 11, 1737 (1984).
7. И. М. Бельдюгин, Л. А. Васильев, М. Г. Галушкин, А. М. Серегин, Н. В. Чебуркин. *Квантовая электроника*, 10, 843 (1983).
8. Л. В. Ковальчук, В. Е. Шерстобитов. *Квантовая электроника*, 4, 210 (1977).
9. В. Е. Шерстобитов. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, 46, 1905 (1983).
10. Ю. А. Ананьев. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. — М.: Наука, 1979.
11. Г. Н. Винокуров, В. В. Любимов, И. Б. Орлова. *Оптика и спектроскопия*, 34, 741 (1973).

Поступила в редакцию 19 июля 1984 г.

S. A. Dimakov, A. G. Pel'menev, V. F. Petrov, V. E. Sherstobitov, V. P. Yashukov. **On an Influence of the Self-Action Effect on the Structure of the Field of an Unstable-Resonator Electroionization CO₂ Laser.**

It is shown experimentally that fine-scale inhomogeneities induced in the active medium of an unstable-resonator electroionization CO₂ laser by the radiation the duration of which exceeds 3—5 ns cause substantial rearrangement of the radiation near-field structure within the pulse span which is accompanied by drastic rise in the local radiation intensity at certain instants of time.

«Квантовая электроника», 12, № 6 (1985)

УДК 533.95

Н. Г. Басов, С. Ю. Гуськов, Г. В. Данилова, Н. Н. Демченко, Н. В. Змитренко, В. Я. Карпов, Т. В. Мищенко, В. Б. Розанов, А. А. Самарский

ТЕРМОЯДЕРНЫЙ ВЫХОД МИШЕНЕЙ ДЛЯ МОЩНЫХ ЛАЗЕРОВ КОРОТКОВОЛНОВОГО ДИАПАЗОНА ($\lambda \leq 1$ мкм)

В рамках единой схемы оптимизации численно получены зависимости термоядерного выхода двухслойных оболочечных мишеней от поглощенной лазерной энергии в диапазоне 0,3—10 МДж для лазеров с длиной волны излучения менее 1 мкм.

Важнейшей задачей в проблеме лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) является выбор оптимального типа драйвера, т. е. лазерной системы, обеспечивающей эффективное развитие реакции синтеза в микромитени. В настоящее время имеется ряд предложений по использованию лазеров с различной длиной волны [1—3] и проводится параметрический анализ энергетических систем на их основе [4].

Для этих целей необходимы исследования зависимости коэффициента усиления мишени $K = E_f / E_a$ (E_f — энергия, выделяющаяся в термоядерной реакции) от положенной энергии лазерного излучения E_a , типа лазера (т. е. от длины волны излучения λ , пространственно-временных характеристик лазерного импульса, условий фокусировки, однородности облучения, характера поглощения излучения) и качества изготовления мишени.

В последние годы были опубликованы отдельные результаты расчетов коэффициентов усиления лазерных мишеней [5—8]. Однако эти работы не содержат законченной оптимизации параметров мишеней по коэффициенту усиления в широких пределах изменения параметров лазерного излучения.

В данной работе развивается концепция достижения высоких коэффициентов усиления при низкоконтропийном сжатии тонких сферических микросфер на уровне умеренных плотностей потоков лазерного излучения до 10^{14} Вт/см² [9]. Рассматривается технологически простой класс мишеней в виде сферической оболочки с внешним слоем (аблятором) из полиэтилена (СН₂) и внутренним из ДТ-льда. Параметры такой мишени оптимизируются по коэффициенту усиления. Численно исследуются зависимости коэффициентов усиления оптимальных мишеней от поглощенной лазерной энергии в диапазоне $0,3 \leq E_a \leq 10$ МДж для двух длин волн лазерного излучения: $\lambda = 0,27$ и $1,06$ мкм. Для выбранной системы фокусировки лазерного излучения рассчитываются также зависимости $K(E_{\text{л}})$ ($E_{\text{л}}$ — энергия лазерного излучения).

Физико-математические модели и численные методы. Программы «Луч» [10], «Диана» [11] и «Рapid» [12], использованные в настоящей работе, успешно применялись в последнее десятилетие для решения задач инерциального синтеза и получения импульсной плазмы. Программы апробировались при моделировании широкого класса экспериментов по ЛТС со сферическими мишенями при $E_{\text{л}} = 10^2$ — 10^4 Дж [12—16].

Одномерные расчеты проводились в рамках двухтемпературной газодинамики с учетом ионной и электронной теплопроводностей, тормозного и аномального поглощения лазерного излучения, переноса α -частиц и объемного высвечивания. Уравнения состояния учитывали упругое давление и эффекты вырождения. Ряд расчетов был

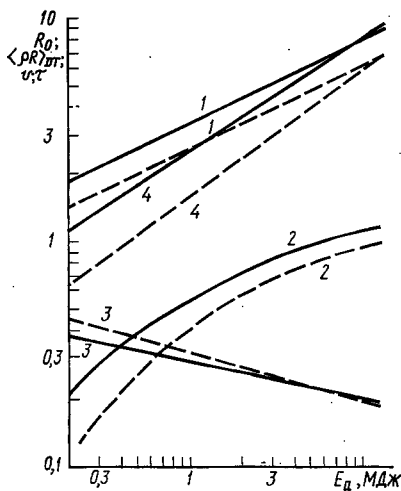


Рис. 1. Зависимости от E_a R_0 в мм (1), $\langle \rho R \rangle_{DT}$ в г/см² (2); v в 10^8 см/с (3), τ в 10^{-8} с (4) для $\lambda=0,27$ (сплошные линии) и 1,06 мкм (пунктир)

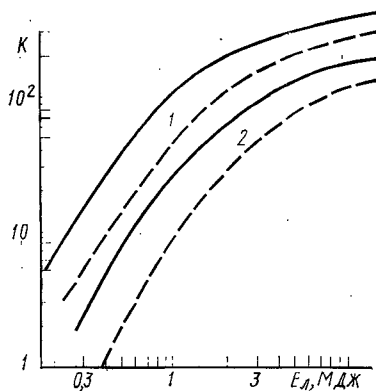


Рис. 2. Зависимости K от поглощенной (сплошные кривые) и падающей (пунктир) E_a для $\lambda=0,27$ (1) и 1,06 мкм (2)

выполнен с учетом процессов генерации и переноса быстрых электронов и рефракции лазерного излучения, физико-математические модели которых изложены соответственно в [12, 17].

Схема оптимизации. Гидродинамическая эффективность оболочечных мишеней повышается с ростом аспектного отношения $A = R_0/\Delta_1^0$ (R_0 — радиус мишени, Δ_1^0 — толщина аблятора) [18]. Недавние эксперименты [19] и двумерные расчеты [16] показывают, что при $E_a = 1-10$ кДж и сжатии оболочек с $A \sim 100-200$ имеются факторы, способствующие устойчивости. Оптимизировались параметры мишеней с фиксированным аспектным отношением 10^2 , плотность остаточного DT-газа предполагалась равной 10^{-4} г/см³. Для оптимальной мишени время схлопывания к центру t_c (момент достижения максимальной плотности DT-плазмы) должно быть согласовано с длительностью лазерного импульса τ [7, 10]. Теоретический анализ [16, 18] и численные расчеты данной работы и работ [7, 10] показывают, что оптимальная ситуация соответствует $\tau/t_c \approx 1$.

Была выбрана наиболее простая форма лазерного импульса с линейным ростом мощности E_a при $0 \leq t \leq \tau$ и $E_a = 0$ для $t > \tau$. Согласно [16, 18] время схлопывания мишени (т. е. длительность лазерного импульса) может быть достаточно точно предсказано теоретически:

$$\tau = \text{const} \cdot R_0^{3/2} E_a^{-1/2} A^{-3/4} \rho_{cr}^{1/2} (\rho_{cr}/\rho_1^0)^{-3/4} (1 + \Delta_2^0 \rho_2^0 / \Delta_1^0 \rho_1^0)^{3/4}. \quad (1)$$

Здесь ρ_{cr} — критическая плотность плазмы; Δ_2^0 — толщина слоя DT-льда; ρ_1^0 , ρ_2^0 — начальные плотности аблятора и DT-льда.

Таким образом, при заданном аспектном отношении аблятора и длительности лазерного импульса, согласованной с мишенью, параметрами оптимизации являются R_0 , Δ_2^0 (или массы аблятора M_1 и термоядерного вещества M_2) и плотность остаточного DT-газа, заключенного в микросфере ρ_3^0 .

Результаты оптимизации. По данным расчетов для оптимальных мишеней справедливы следующие соотношения: для $\lambda=0,27$ мкм имеем $M_2 \sim E_a^{2/5}$, $R_0 \sim E_a^{2/5}$, максимальная скорость DT-слоя $v \sim E_a^{-1/5}$, параметр $\langle \rho R \rangle_{DT} \sim E_a^{2/5}$, $\tau \sim E_a^{1/5}$, для $\lambda=1,06$ мкм имеем $M_2 \sim E_a^{3/5}$, $R_0 \sim E_a^{2/5}$, $v \sim E_a^{-1/5}$, $\langle \rho R \rangle_{DT} \sim E_a^{2/5}$, $\tau \sim E_a^{3/5}$ (рис. 1). Приведенные выше интерполяционные соотношения близки к соотношениям подобия в [10, 17]. В частности, подставляя в (1) $R_0 \sim E_a^{2/5}$, легко получить, что для оптимальной мишени $\tau \sim E_a^{1/5}$. Зависимость $M_2 \sim E_a^{2/5}$ получена в [7] при фиксированном $\mu = M_1/M_2 \approx 6$. В настоящей работе при изменении E_a от 0,3 до 10 МДж μ менялось от 5 до 3 для $\lambda=0,27$ мкм, и от 8 до 3 для $\lambda=1,06$ мкм.

Коэффициент гидродинамической передачи $\eta = E_k/E_a$ (E_k — кинетическая энергия ускоряемой к центру неиспаренной части мишени) составлял 6—8 % в расчетах с $\lambda=1,06$ мкм и 12—15 % для $\lambda=0,27$ мкм. Более высокие η для $\lambda=0,27$ мкм приводят

к возможности зажигания в мишенях с массой DT-льда, в 2—3 раза большей, чем при $\lambda=1,06$ мкм. Этим, в основном, и объясняется рост коэффициента усиления оптимальных мишеней с уменьшением длины волны лазерного излучения: для $E_a=1$ МДж $K(0,27 \text{ мкм}) \approx 110$, $K(1,06 \text{ мкм}) \approx 26$, для $E_a=10$ МДж $K(0,27 \text{ мкм}) \approx 380$, $K(1,06 \text{ мкм}) \approx 170$ (рис. 2).

Расчеты мишеней со стеклянным аблятором дали более низкие результаты, чем для мишеней с аблятором из полиэтилена. Это связано с уменьшением η , так, для стеклянной оболочки с $A=10^2$ $\eta=6-4\%$ для $\lambda=1,06$ мкм и $9-7\%$ для $\lambda=0,27$ мкм.

Зависимость коэффициента усиления от плотности DT-газа. На рис. 3 приведены результаты расчетов для $E_a=1$ МДж, $\lambda=1,06$ мкм, фиксированных масс оболочек (несколько отличающихся от оптимальных) и различных A и ρ_3^0 . Видно, что, начиная с некоторой плотности остаточного DT-газа (зависящей от A), наличие газа практически перестает сказываться на состоянии плазмы в центральной области инициирования термоядерной реакции.

Зависимость $K(\rho_3^0)$ представляется существенной, так как если при изготовлении мишени удастся регулировать ρ_3^0 и в момент коллапса процессы неустойчивости не приведут к перемешиванию, то появляется дополнительная возможность повышения коэффициента усиления.

Чувствительность результатов к отношению τ/t_c . Как показали расчеты, вариация τ/t_c в пределах 0,8—1,0 не сказывается существенным образом на K . Например, для $E_a=1$ МДж такая вариация уменьшает максимальное значение K не более чем на 20%. Для $E_a=0,3$ МДж, этот интервал уже: $0,9 \leq \tau/t_c \leq 1,0$.

Влияние отражения и рефракции лазерного излучения в короне мишени. Полученные зависимости $K(E_a)$ являются универсальной характеристикой эффективности данного класса мишеней. С учетом параметров конкретной системы фокусировки лазерного излучения и характера поглощения энергии эти результаты могут быть легко перенормированы на лазерную энергию, падающую на мишень. Поскольку в реальных условиях фокусирующая оптика должна иметь телесный угол, существенно меньший 4π , а размер лазерного пучка должен быть сравним с размером мишени, то необходимо учитывать потери лазерного излучения за счет рефракции [12].

Учет рефракции и отражения в короне был проведен для оптимальных мишеней в рамках программы «Рapid». Светосила фокусирующей системы предполагалась столь малой, что пучок можно было считать параллельным. Распределение интенсивности света в пучке задавалось в виде $I(x) \sim \exp(-x^2/a^2)$, где x — расстояние от оптической оси; параметр a выбирался равным начальному радиусу мишени. Зависимости коэффициента усиления от лазерной энергии для указанной выше системы фокусировки показаны на рис. 2. Доля поглощенной энергии $\delta_a = E_a/E_D$ при изменении E_D от 0,3 до 10 МДж изменяется в пределах 0,52—0,72 для $\lambda=1,06$ мкм и 0,70—0,73 для $\lambda=0,27$ мкм. Доля резонансно поглощенной лазерной энергии $\delta_r = E_r/E_D$ для $\lambda=1,06$ мкм изменяется в пределах $8,1 \cdot 10^{-4}$ — $3,6 \cdot 10^{-5}$. При $\lambda=0,27$ мкм резонансное поглощение отсутствует. В этом случае из-за высокой плотности и низкой температуры плазмы в области резонанса (критическая плотность находится на фронте тепловой волны) частота электрон-ионных столкновений сравнима и даже превышает собственную частоту плазмы, поэтому резонансного усиления поля не возникает [20].

Генерация быстрых электронов. Генерация быстрых электронов не влияет на результаты оптимизации. Для оптимальных мишеней параметр $q\lambda^2$ (определяющий механизм генерации, см., напр., [21]) не превосходит 10^{14} Вт/см²·мкм². Расчеты показали, что в этом случае перенос резонансно поглощенной энергии быстрыми электронами не приводит к заметному по сравнению с первой ударной волной прогреву сжимаемого вещества мишени.

Представленные в работе результаты оптимизации и зависимости $K(E_a)$, полученные в одномерных расчетах, могут быть использованы при анализе эффективности коротковолновых лазерных драйверов для энергетических систем на основе ЛТС.

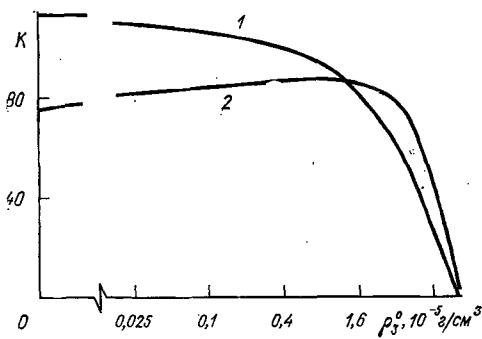


Рис. 3. Зависимости K от ρ_3^0 для $A=200$ (1) и 100 (2)

1. Yu. V. Afanasiev, N. G. Basov, V. A. Danilychev et al. Preprint P. N. Lebedev Physical Institute, M., 1983, No. 258.
2. П. П. Волосевич, В. Б. Розанов. *Письма в ЖЭТФ*, 33, 19 (1981).
3. Л. А. Филоков, П. П. Волосевич. Препринт ин-та прикл. матем. АН СССР. М., 1980, № 117.

4. N. G. Basov, R. R. Grigoriants, A. I. Isakov. et al. Preprint P. N. Lebedev Physical Institute, M., 1983, No. 214.
5. J. H. Nuckolls. — In: Lawrence Livermore Laboratory. Laser Program Annual Report 1979, UCRL-50021-79, March 1980, v. 2, p. 2—3.
6. К. Бракнер, С. Джорна. Управляемый лазерный синтез. — М.: Атомиздат, 1977, с. 105.
7. П. П. Волосевич, А. А. Самарский, Л. П. Феоктистов. Препринт ин-та прикл. матем. АН СССР, М., 1981, № 108.
8. Е. Н. Авросин, А. И. Зуев, Н. Г. Карлыханов и др. *Письма в ЖЭТФ*, 32, 457 (1980).
9. Ю. В. Афанасьев, Н. Г. Басов, П. П. Волосевич и др. *Письма в ЖЭТФ*, 21, 150 (1975).
10. Ю. В. Афанасьев, П. П. Волосевич, Е. Г. Гамалий и др. *Труды ФИАН*, 134, 167 (1982).
11. С. А. Гайфулин, А. В. Захаров, Н. В. Змитренко и др. *Вопросы атомной науки и техники*, № 2 (13), 38 (1983).
12. Ю. В. Афанасьев, Е. Г. Гамалий, Н. Н. Демченко, В. Б. Розанов. *Труды ФИАН*, 134, 32 (1982).
13. Ю. В. Афанасьев, Н. Г. Басов, Б. Л. Васин и др. *ЖЭТФ*, 77, 2539 (1979).
14. Н. Г. Басов, П. П. Волосевич, Е. Г. Гамалий и др. *ЖЭТФ*, 78, 420 (1980).
15. Ю. В. Афанасьев, Л. Н. Басурина, П. П. Волосевич и др. *Физика плазмы*, 9, 791 (1983).
16. N. G. Basov, P. P. Volosevich, E. G. Gamaly et al. Preprint P. N. Lebedev Physical Institute, M., 1983, No. 215.
17. С. Ю. Гуськов, В. В. Зверев, В. Я. Карпов и др. Препринт ин-та прикл. матем. АН СССР, М., 1983, № 83.
18. Ю. В. Афанасьев, А. А. Галичий, С. Ю. Гуськов, В. Б. Розанов. *Труды ФИАН*, 134, 52 (1982).
19. Н. Г. Басов, Е. Г. Гамалий, А. Е. Данилов и др. *Письма в ЖЭТФ*, 37, 109 (1983).
20. В. Л. Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967, с. 327.
21. N. G. Basov, S. Yu. Gus'kov, V. B. Rozanov et al. Preprint P. N. Lebedev Physical Institute M., 1982, No 246.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР, Москва

Поступила в редакцию
25 июля 1984 г.

N. G. Basov, S. Yu. Gus'kov, G. V. Danilova, N. N. Demchenko, N. V. Zmitrenko, V. Ya. Karпов, T. V. Mishchenko, V. B. Rozanov, A. A. Samarskii. **The Thermonuclear Yield of Targets for High-Power Lasers of the Short-Wavelength Band ($\lambda \leq 1 \mu\text{m}$).**

Within the framework of a single optimization scheme dependences are obtained numerically of the thermonuclear yield of two-layer cladding targets on the absorbed laser energy in the range of 0.3—10 MJ for the lasers with the radiation wavelength shorter than $1 \mu\text{m}$.

«Квантовая электроника», 12, № 6 (1985)

УДК 621.373.826

М. А. Васильева, В. Гульбинас, В. Кабелка, А. В. Масалов, В. Сырус

БЕЗЫНЕРЦИОННЫЙ СВЕТОУПРАВЛЯЕМЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ЗАТВОР НА НАВЕДЕННЫХ РЕШЕТКАХ

Сообщается о светоуправляемом оптическом затворе, быстродействие которого не зависит от инерционности используемой среды, а ограничено лишь длительностью управляющего импульса. Действие затвора основано на эффекте решеток, наведенных в среде управляющим и исследуемым излучением. С помощью пикосекундных световых импульсов продемонстрирована работа затвора с раствором просветляющегося красителя.

В известных светоуправляемых оптических затворах, основанных на нелинейном отклике среды на свет, быстродействие ограничено временем релаксации отклика среды. Например, в затворе на оптическом эффекте Керра в жидкости [1] быстродействие ограничено временем поворотной диффузии молекул жидкости, а в затворе с раствором просветляющегося красителя [2] — временем жизни молекул красителя в возбужденном состоянии. В данной работе сообщается о светоуправляемом оптическом затворе, быстродействие которого не зависит от времени релаксации отклика используемой среды и ограничено лишь длительностью управляющего импульса. Такой затвор будем называть безынерционным. В научной литературе известны безынерцион-