

89



ПРЕПР
Т-35

Ордена Ленина
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
имени М.В. Келдыша.
Академии наук СССР

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

ИМ СССР

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

Препринт № 89 за 1984 г.

Москва.

АННОТАЦИЯ

В рамках единой схемы оптимизации численно получены зависимости коэффициента усиления $K = E_f / E_a$ (E_f — энергия, выделившаяся в результате термоядерных реакций) от поглощенной энергии $0,3 \leq E_a \leq 10$ МДж для лазеров с длиной волны излучения $\lambda < 1$ мкм и простых двухслойных мишеней (CH_2 — аблятор и DT-лед) с заданным значением аспектного отношения (рис.1).

Ил.3, библи. 21 назв.

ABSTRACT

In frames of a single optimization the dependences of a gain $K = E_f / E_a$ (E_f is a thermonuclear production of an energy) on the absorbed energy $0.3 \leq E_a \leq 10$ MJ for lasers with a wavelength $\lambda < 1 \mu\text{m}$ and for simple two-slice targets (CH_2 - ablator and DT - ice) with a fixed aspect ratio (fig.1) are obtained numerically.

Fig.3, ref.21 .

1. Введение. Важнейшей задачей в проблеме лазерного термоядерного синтеза является выбор оптимального типа драйвера, т.е. лазерной системы, обеспечивающей эффективное горение микроминишной. 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 от энергии лазерного излучения, типа лазера (т.е. от длины волны излучения, пространственно-временных характеристик лазерного импульса, условий фокусировки, однородности облучения, характера поглощения излучения) и качества изготовления мишени.

В последние годы в ряде работ были опубликованы результаты расчетов коэффициентов усиления [5-8]. Однако, этих данных недостаточно для анализа эффективности использования различных лазерных драйверов в энергетической установке.

В данной работе развивается подход, основанный на возможности достижения высоких коэффициентов усиления при низкокритическом режиме сжатия тонких оболочек с использованием умеренных значений потока лазерного излучения [9] и предложена схема оптимизации параметров простой мишени для получения наибольшего значения $K(E_e)$. Одновременно вычисляется доля поглощенной энергии для выбранной системы фокусировки.

2. Физико-математические модели и численные методы, положенные в основу программы "Луч" [10], "Диана" [11] и "Ралид" [12] и использованные в настоящей работе успешно эксплуатировались в последнее десятилетие для решения задач инерциального синтеза и импульсной плазмы. Необходимая проверка достоверности модели достигалась путем сопоставления результатов численного моделирования с данными натуральных экспериментов при умеренных плотностях потоков лазерного излучения ($\approx 10^{14}$ Вт.см⁻²) [13-15].

Одномерные расчеты данной работы 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 выполнен с учетом генерации и переноса быстрых электронов [16] и рефракции лазерного излучения [12].

3. Схема оптимизации. Известно, что эффективность оболочечных криогенных мишеней повышается с ростом аспектного отношения аблятора A [17]. В то же время, недавние эксперименты [18] и двумерные расчеты [19] показывают, что на уровне лазерной энергии $1+10$ кДж сжатие оболочек с $A \sim 100+200$ происходит достаточно устойчиво. Поэтому для оптимизации был выбран технологически простой класс однооболочечных мишеней с фиксированным достаточно высоким значением $A = 100$.

Результаты предыдущих исследований [7, 10] позволяют сделать вывод, что оптимальная мишень согласует время схлопывания (момент достижения максимальной плотности в ДТ-оболочке) t_c с длительностью лазерного импульса τ . В настоящей работе исследуется только одна, наиболее простая форма импульса с линейным ростом мощности E_a при $0 \leq t \leq \tau$ и $E_a = 0$ для $t > \tau$ (рис.1). В этом случае, как оказалось, для оптимальной мишени допустимо $0,8 \leq \tau/t_c \leq 1$. Согласно [17, 19] длительность лазерного импульса, совпадающая со временем схлопывания данной мишени может быть достаточно точно предсказана теоретически. Таким образом, при заданном аспектном отношении аблятора и согласованной с мишенью длительностью лазерного импульса параметрами оптимизации являются только радиус мишени R и толщина слоя ДТ-льда $R - R_b$ (или массы аблятора M_a и горючего M_{DT}), а также плотность ρ_0 ДТ-газа.

4. Результаты оптимизации представлены на рис.1,2. Зависимость $M_{DT}(E_a)$ в оптимальных мишенях для $\lambda = 0,27$ мкм хорошо согласуется с выражением $M_{DT} \sim E_a^{6/5}$, указанным в [7]. В этом случае радиус мишени $R \sim M_{DT}^{1/3} \sim E_a^{2/5}$, максимальная скорость ДТ-оболочки $v^2 \sim E_a/M_{DT} \sim E_a^{-1/5}$ и длительность импульса $\tau \sim t_c \sim R/v \sim E_a^{1/2}$, что хорошо согласуется с данными расчетов. Отметим, что в расчетах [7] была фиксирована величина $\mu = M_a/M_{DT} \approx 6$. В настоящей работе при изменении E_a от 0,3 МДж до 10 МДж величина μ менялась от 5 до 3 в случае $\lambda = 0,27$ мкм и от 8 до 3 в случае $\lambda = 1$ мкм. При этом зависимость M_{DT} от E_a более резкая для $\lambda = 1$ мкм (рис.1): $M_{DT} \sim E_a^{3/2}$. Величина коэффициента гидродинамической передачи $\eta = E_k/E_a$ (E_k - кинетическая энергия, ускоряемой к центру неспаренной части мишени) достигает 8+6% для излучения с $\lambda = 1$ мкм и 15+12% для $\lambda = 0,27$ мкм (меньшие значения η соответ-

ствуют большим энергиям E_a и меньшим величинам плотности потока $q \sim E_a / R^2 \tau$). Более высокие значения η для $\lambda = 0,27$ мкм приводят к возможности обеспечить условия зажигания в мишенях с массой ДТ-льда в 2+3 раза большей, чем в мишенях для $\lambda = 1$ мкм.

5. Зависимость коэффициента усиления от плотности ДТ-газа представлена на рис.3, где приведены результаты расчетов для фиксированных значений $E_a = 1$ МДж, $\lambda = 1$ мкм, $M_a \approx 2,5 \cdot 10^{-3}$ г, $M_{DT} \approx 8,4 \cdot 10^{-4}$ г и различных значений аспектного отношения аблятора A и начальной плотности ДТ-газа ρ_0 .

Максимальная плотность ДТ-слоя растет с уменьшением величины ρ_0 . При этом условия инициирования горения мишени существенным образом определяются долей массы ДТ-слоя, прогретой изнутри за счет обусловленного электронной теплопроводностью потока тепла из горячего центра. Так, например, при $\rho_0 = 10^{-6}$ г/см³ эта доля для $A = 100$ составляет $\approx 12\%$ от M_{DT} , а для $A = 200$ уже $\approx 24\%$. В этой ситуации меньшим ρ_0 соответствуют меньшие значения энергии ДТ-газа на момент схлопывания, и, несмотря на увеличившееся значение параметра ρR в сжатом ДТ, разгорание идет медленнее.

Зависимость K от начальной плотности ДТ-газа в центральной части мишени ρ_0 представляется существенной, т.к. если при изготовлении мишени удастся регулировать ее величину и в момент коллапса процессы неустойчивости не приведут к существенному перемешиванию газа, то появляется дополнительная возможность повышения коэффициента усиления.

6. Расчеты мишеней со стеклянной оболочкой дали более низкие результаты, чем для мишеней с аблятором из полиэтилена. Это связано с уменьшением коэффициента η трансформации поглощенной энергии в кинетическую, который для стекляннной оболочки с $A = 100$ составляет 6+4% для $\lambda = 1$ мкм и 9+7% для $\lambda = 0,27$ мкм.

7. Чувствительность результатов к отношению τ/t_c была проверена на серии расчетов. Как оказалось, вариация τ/t_c в пределах 0,8+1,0 не сказывается существенным образом на величине K . Например, для $E_a = 1$ МДж такая вариация уменьшает максимальный K , не более, чем на 20%. Для $E_a = 0,3$ МДж указанный интервал уже: $0,9 \leq \tau/t_c \leq 1,0$.

8. 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 значения лазерной энергии, падающей на мишень. Поскольку в реальных условиях фокусирующая оптика должна занимать телесный угол, существенно меньший 4π стерадиан, и одновременно размер лазерного пучка должен быть сравним с размером мишени, то необходимо учитывать потери лазерного излучения за счет рефракции [12].

Учет процессов рефракции и отражения в короне был проведен для оптимальных мишеней в рамках программы "Рапид". Светоопила 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, а значение параметра a выбиралось равным начальному радиусу мишени. В таблице приведены значения доли поглощенной энергии $\delta_a = E_a/E_i$ (верхняя строчка), а также значения доли $\delta_z = E_z/E_L$ энергии E_z , поглощенной за счет резонансного механизма (нижняя строчка).

Таблица

| λ (мкм) \ E_i (МДж) | I | 3 | 10 |
|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|
| 0,27 | 0,721 0 | 0,723 0 | 0,729 0 |
| 1,06 | 0,628 $2,41 \cdot 10^{-4}$ | 0,687 $9,97 \cdot 10^{-5}$ | 0,721 $3,58 \cdot 10^{-5}$ |

В случае $\lambda = 0,27$ мкм резонансное поглощение отсутствует, т.к. частота электрон-ионных столкновений ν_{ei} на критической поверхности оказывается не мала ($\nu_{ei} \approx c/\lambda$) и резонансное усиление поля не возникает [20].

9. Эффект генерации быстрых электронов даже при отсутствии рефракции лазерного излучения не повлиял на результаты оптимизации. Для оптимальных мишеней значения параметра $q\lambda^2$ (определяющего механизм генерации - см., напр., [21]) не превосходят величины 10^{14} Вт.см⁻² мкм². Расчеты показали, что в этом случае перенос резонансно поглощенной энергии быстрыми электронами не приводит к заметному по сравнению с первой ударной волной прогреву центра мишени.

10. Заключение. 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.

Литература

- I. Afanasiev Yu.V., Basov N.G., Danilychev V.A., Molchanov A.G. Laser Fusion and Driver Problem. - Preprint P.N.Lebedev Physical Institute, Moscow, 1983, No.258.
2. Волосевич П.П., Розанов В.Б. - Письма в ЖЭТФ, 1981, т.33, № 1, с.19-23.
3. Филлюков А.А., Волосевич П.П. Моделирование скатия при использовании частотно-профилированного излучения. -Препринт ин-та прикл.матем. им.М.В.Келдыша АН СССР, 1980, № II7.
4. Basov N.G., Grigoriantz R.R., Isakov A.I., et al. Physical-Technical and Parametric Analysis of a Hybrid Fusion Power Plant. - Preprint P.N.Lebedev Physical Institute, Moscow, 1983, No.214.
5. Nuckolls J.H. - in: Lawrence Livermore Laboratory Laser Program Annual Report 1979, UCRL-50021-79, March 1980, v.2, p.2 - 3.
6. Бракнер К., Джорна С. Управляемый лазерный синтез.- М.: Атомиздат, 1977, с.105.
7. Волосевич П.П., Самарский А.А., Феоктистов Л.П. Оптимизация лазерных оболочечных мишеней. - Препринт ин-та прикл.матем. им.М.В.Келдыша АН СССР, 1981, № 108.
8. Аврорин Е.Н., Зуев А.И., Карлыханов Н.Г. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1980, т.32, № 7, с.457-460.
9. Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Волосевич П.П. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1975, т.21, № 2, с.150-153.
10. Афанасьев Ю.В., Волосевич П.П., Гамалий Е.Г. и др. Теоретический анализ осуществления термоядерной "вспышки" в лазерной мишени при энергии $E_{\text{лаз}} \sim 10^5$ Дж. - В кн.: Теория нагрева и скатия низкоэнтропийных термоядерных мишеней, М.: Наука, 1982/Труды ФИАН, т.134, с.167-176.
- II. Гайфулин С.А., Захаров А.В., Змитренко Н.В. и др. -Вопросы атомной науки и техники /Сер: Метсдика и программы численного решения задач математической физики, 1983, № 2, (13), с.38-42.

12. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Демченко Н.Н., Розанов В.Б. Поглощение лазерного излучения сферической мишенью с учетом рефракции. - В кн., цит. в [10], с.32-41.
13. Афанасьев Ю.В., Басов Н.Г., Васин Б.Л. и др. - ЖЭТФ, 1979, т.77, № 6, с.2539-2554.
14. Басов Н.Г., Волосевич П.П., Гамалий Е.Г. и др. - ЖЭТФ, 1980, т.78, № 1, с.420-430.
15. Афанасьев Ю.В., Бусурина Л.Н., Волосевич П.П. и др. - Физика плазмы, 1983, т.9, № 4, с.791-799.
16. Гуськов С.Ю., Зверев В.В., Карпов В.Я. и др. Метод расчета переноса быстрых электронов. - Препринт ин-та прикл. матем. им.М.В.Келдыша АН СССР, 1983, № 83.
17. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Гуськов С.Ю., Розанов В.Б. - Приближенная теория сжатия и соотношения подобия для тонких оболочечных мишеней. - В кн., цит. в [10], с.52-65.
18. Басов Н.Г., Гамалий А.А., Данилов А.Е. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1983, т.37, № 2, с.109-119.
19. Basov N.G., Volosevich P.P., Gamaly E.G. et al. Computer Simulation of High Aspect Ratio Laser Pellet Implosion - Preprint P.N.Lebedev Physical Institute, Moscow, 1983, No.215.
20. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. - М.: Наука, 1967, с.327.
21. Basov N.G., Gus'kov S.Yu., Rosanov V.B. et al. Shell Target Compression under Longwave Laser Radiation - Preprint P.N.Lebedev Physical Institute, Moscow, 1982, No.246.

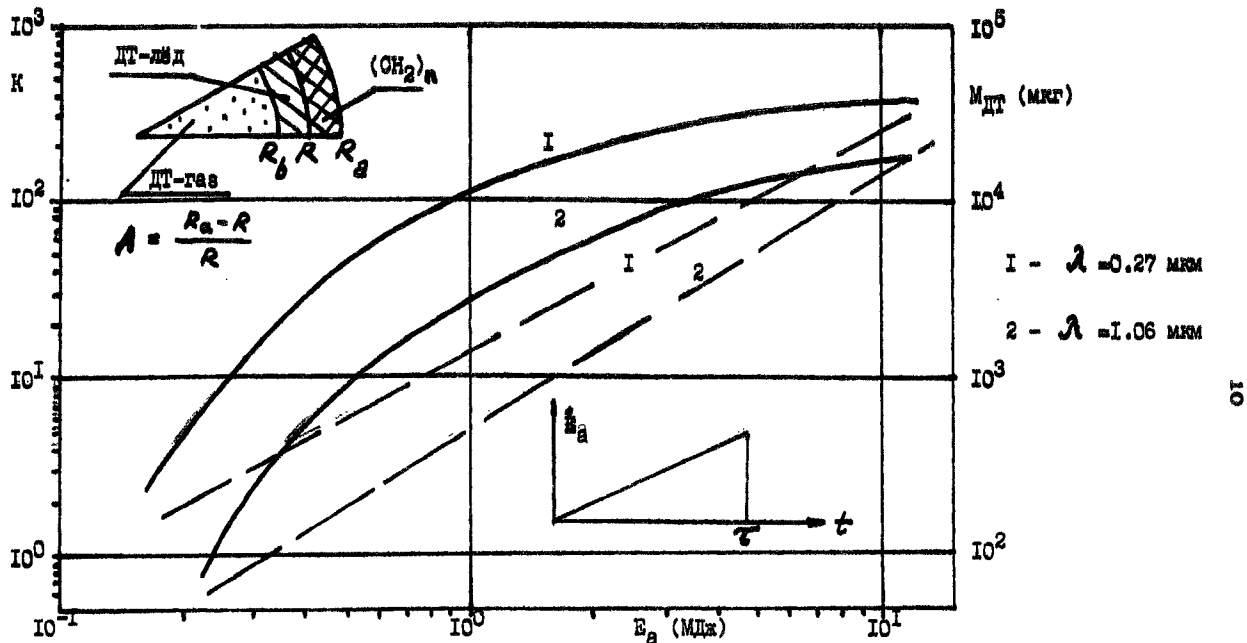


Рис.1. Зависимости коэффициента усиления K (сплошные линии) и массы горючего M_{DT} (пунктир) от поглощенной лазерной энергии, схема мишени и форма лазерного импульса

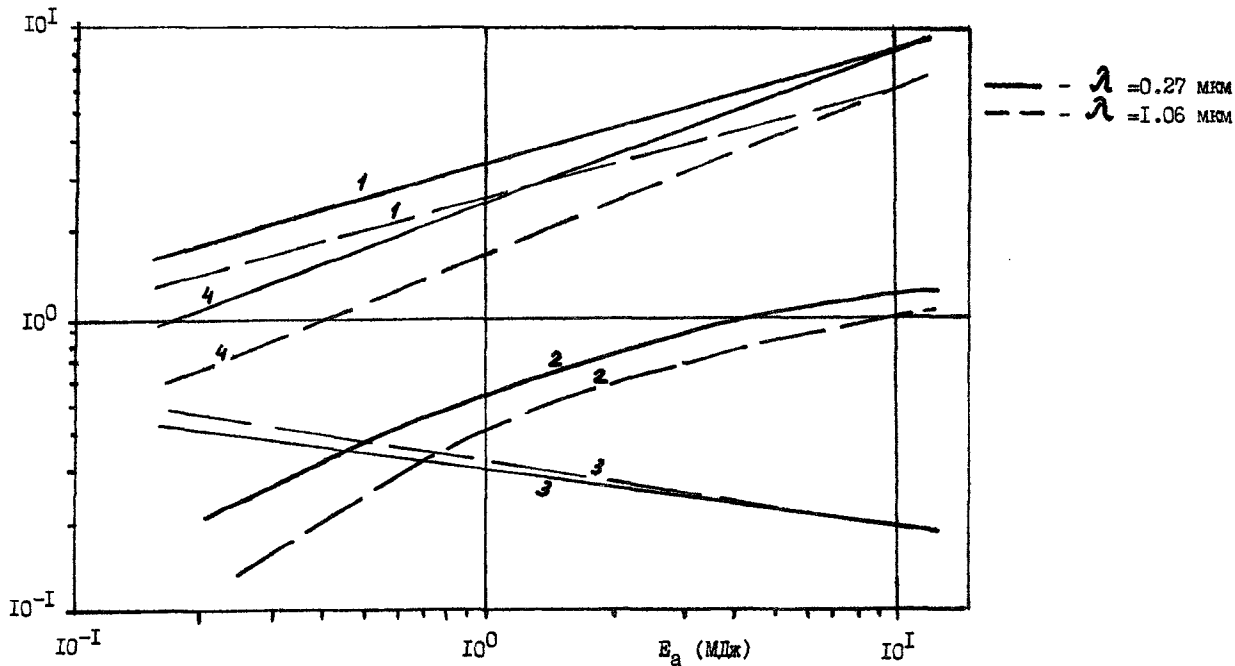


Рис. 2. Зависимости радиуса R (1), мм; параметра ρR (2), г/см²; длительности лазерного импульса τ (4), 10 нс; максимальной окорости полета ДТ-оболочки v (3), 1000 км/с, от поглощенной лазерной энергии для оптимальных мишеней

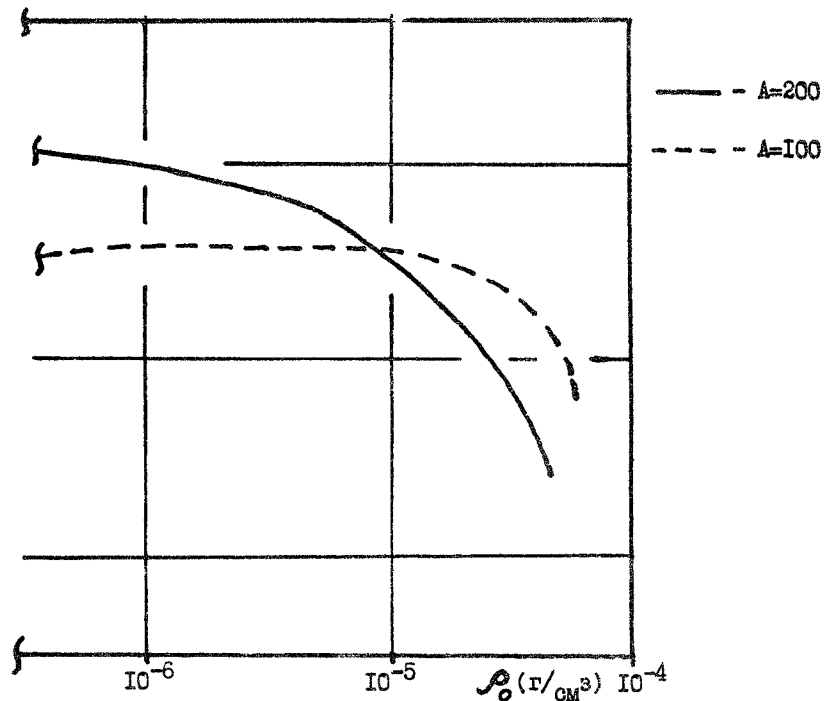
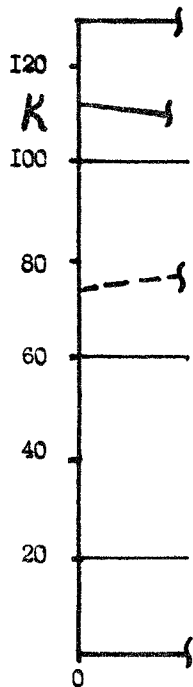


Рис.3. Зависимость коэффициента усиления K от начальной плотности ρ_0 DT-газа в центральной полости мишени