

О нейтронном выходе в конических мишенях с дополнительным лазерным подогревом горючего

И.Г.Лебо

Рассчитаны сжатие и термоядерное энерговыделение в конических мишенях с дополнительным лазерным подогревом. Показано, что при облучении конических мишеней составным (длинный плюс короткий) импульсом KrF-лазера с энергией 300–400 кДж можно обеспечить нейтронный выход $\sim 10^{16}$ за вспышку и, соответственно, коэффициенты усиления энергии в мишени более 0.1.

Ключевые слова: конические мишени, составной импульс, термоядерное горючее.

Введение

Исследованию физики сжатия термоядерного горючего в конических мишенях с помощью лазера посвящено значительное количество работ [1–7]. Из-за деформации стенок вблизи вершины конической мишени и теплового потока в стенку эффективность передачи энергии в горючее от ускоренного лазером слоя конденсированного вещества – так называемого ударника – в таких конструкциях мишени оказывается значительно ниже, чем в сферических мишенях при условии их однородного нагрева. Этим обстоятельством определяется тот скепсис, который возник по отношению к использованию конических мишеней в исследованиях по ЛТС.

В работе [7] обсуждались возможные конструкции мишеней для гибридного ядерно-термоядерного реактора [8–16]. В реакторах такого типа основная полезная энергия будет нарабатываться за счет деления ядер тяжелых элементов (урана), а термоядерные нейтроны, полученные в результате инициируемых лазером микровзрывов, позволят управлять процессом деления.

В показанном на рис.1 энергетическом цикле лазерной термоядерной электростанции η – КПД лазера, G – коэффициент усиления в мишени (отношение выделившейся термоядерной энергии к поглощенной в мишени лазерной энергии), M – коэффициент усиления энергии в реакторе, $K = (0.2 + 0.8M)G$ – полный коэффициент усиления в реакторе, E_L – энергия в лазерном импульсе, f – частота повторения импульсов, $(1/\eta - 1)E_L f$ – потери энергии при накачке лазера, β – КПД преобразования тепловой мощности в электрическую в реакторе, $W_b = \beta W_t$ – так называемая брутто-мощность реактора, $W_t = KfE_L$ – тепловая мощность.

Отметим, что приблизительно 80 % выделившейся энергии содержится в термоядерных нейтронах. За счет деления тяжелых ядер в бланкете реактора эта энергия может быть существенно увеличена (в M раз), в то время как остальные 20 % энергии, содержащейся в заряжен-

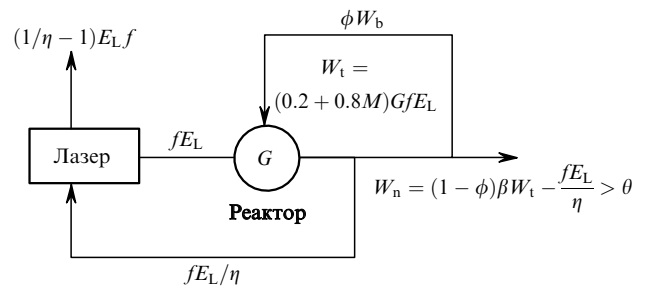


Рис.1. Схема энергетического цикла термоядерной электростанции.

ных частицах и излучении, будут поглощены первой стенкой реактора. Брутто-мощность расходуется на поддержание работы лазера-драйвера (fE_L/η) и на собственные нужды реактора – прокачку теплоносителя, вакуумирование, поддержку систем безопасности и т. д. (ϕW_b , где ϕ определяет затраты мощности на обеспечение работы реактора). Оставшаяся часть мощности (нетто-мощность W_n) будет отпускаться потребителям (значительная доля энергии, которая рассеивается в виде тепла при накачке лазера, может оказаться полезной для обогрева и других нужд). Видно, что для замыкания энергетического цикла станции необходимо выполнить условие $W_n > 0$. Будем полагать, что $\beta = 0.4$ и $\phi = 0.1 - 0.2$.

Важно отметить, что при коэффициенте усиления в бланкете $M = 10$ и $\phi = 0.2$ требование к эффективности системы лазер–мишень имеет вид $G\eta \geq 0.4$, если же в бланкете можно достичь усиления $M \geq 1000$ (см. [14–16]), то $G\eta \geq 0.004$, что позволит существенно снизить требования к системе лазер–мишень.

На сегодняшний день получены впечатляющие результаты по созданию мощного неодимового лазера для инициирования термоядерной «вспышки» в сферической мишени [17]. Однако вопрос о возможности функционирования такого лазера в условиях реактора остается открытым.

Газовый эксимерный криптон-фторовый (KrF-) лазер имеет ряд достоинств (длина волны в 4 раза меньше, чем у Nd-лазера, широкая полоса усиления, относительно большой КПД, возможность работы в импульсно-периодическом режиме и возможность получения до 500 кДж в импульсе на одном модуле). Однако для формирования

импульса длительностью 5–10 нс, что требуется при сжатии сферических мишеней, необходимо создавать сложную дорогостоящую оптическую систему.

Одним из важных условий функционирования гибридного реактора является инициирование термоядерных микровзрывов по возможности меньшим числом пучков (в идеале – одним пучком). Это связано с тем, что основная поверхность первой стенки реактора будет занята ТВЭЛами, содержащими делящиеся материалы. В связи с этим в [7] обсуждалась возможность использования для таких гибридных реакторов конических мишеней, что позволило бы облучать мишень одним или двумя пучками. В мишенях с внутренним вводом энергии в принципе также можно использовать одно- или двухпучковую лазерную систему, однако при этом потребуются короткие импульсы длительностью порядка 100 пс [7].

В настоящей работе на основании одномерных и двумерных численных расчетов изучается физика сжатия конических мишеней, облучаемых KrF-лазером, оцениваются возможные нейтронные выходы из таких мишеней при энергии 0.3–2 МДж, обсуждаются основные проблемы и возможные варианты их решения.

Детальное численное моделирование на современных ЭВМ полной задачи об ускорении и сжатии термоядерного горючего в конических мишенях по ряду причин представляется затруднительным. Дело в том, что длина конического канала в таких мишенях должна быть порядка 1 см, а толщина ускоряемого с помощью лазера ударника должна равняться 10–50 мкм, причем нагрев и термоядерное энерговыделение будут «разыгрываться» на масштабах 100–500 мкм. Различия в плотностях стенок ударника и внутреннего газа будут составлять 10^5 – 10^6 раз, причем объем газа меняется на несколько порядков. В таких условиях удобно моделировать задачу с помощью лагранжевых координат, однако при этом трудно учесть скольжение ударника и слоев газа относительно стенок и сопутствующие этому испарение конической мишени и формирование пограничного слоя.

Использование эйлеровых координат в принципе позволяет учесть вышеупомянутые эффекты, но моделирование всего процесса требует очень больших ресурсов ЭВМ (оперативная память и быстродействие). В связи с этим используются два подхода: 1) лагранжева методика, позволяющая учесть нагрев и сжатие термоядерного горючего, перераспределение энергии между горючим и дном конуса с учетом различных уравнений состояния вещества (УСВ) для каждой подобласти и т. д.; 2) эйлерова методика, с помощью которой моделируется ускорение ударника в канале с учетом перераспределения энергии между подобластями и испарения стенок конической мишени.

1. Расчеты сжатия конических мишеней

Как уже упоминалась выше, при сжатии вещества в конических мишенях из-за деформации стенок у вершины конуса существенно снижается эффективность вклада энергии в термоядерное горючее. С помощью одномерной программы ДИАНА [18] была выполнена большая серия расчетов (более 50), моделирующих сжатие квазисферических конических мишеней.

Одномерная программа ДИАНА позволяет численно решать уравнения газовой динамики в лагранжевых координатах, электронного и ионного теплопереноса, кинетики термоядерных реакций в предположении, что заряженные частицы поглощаются в той же ячейке, в которой они родились, а нейтроны беспрепятственно покидают область счета. УСВ учитывают вырождение электронов в сжатой плазме и поправки на «упругость» многозарядных ионов [19].

В расчетах полагалось, что стенки конуса являются идеально гладкими, абсолютно упругими и теплоизолированными. Мощность лазерного импульса линейно нарастала до момента времени $t_1 = 100$ нс, а энергия в импульсе E_L варьировалась от 0.2 до 2 МДж при внешнем радиусе конуса R_0 и угле при вершине Θ_0 . У подножия конуса располагался ударник в виде алюминиевого или полиэтиленового сегмента толщиной Δ_1 . Внутри конуса на расстоянии R_1 от вершины находился слой дейтерий-тритиевого льда либо малоплотного пористого полимерного материала, содержавшего жидкую DT-смесь с массой M_f . Для учета потерь на деформацию дна конуса в центральной части располагался слой золота радиусом R_2 . Полости мишени были заполнены DT-газом с плотностью 0.01–0.1 мг/см³.

Конструкция такой мишени показана на рис.2,а. Параметры R_0 , Δ_1 , M_f , R_1 менялись, причем с помощью расчетов первые два параметра выбирались такими, чтобы ударник начинал торможение к концу лазерного импульса (т. е. моменты максимального сжатия горючего в различных вариантах расчетов находились в интервале 96–104 нс). С увеличением радиуса конуса и уменьшением начальной толщины ударника возрастают скорость полета последнего и эффективность передачи энергии в горючее – как и в случае сферических оболочечных мишеней (см., напр., [20]). По аналогии со сферическими мишенями введем понятие аспектного отношения оболочки $A_s = (R_0 - R_2)/\Delta_1$.

В рамках рассматриваемой модели коэффициент усиления конических мишеней будет зависеть от вложенной лазерной энергии E_L и аспектного отношения A_s . Кроме того, он будет зависеть от отношения поперечных радиусов подножия ($r_1 = 0.5R_0\Theta_0$) и вершины ($r_2 = 0.5R_2\Theta_0$) конической мишени: $\varepsilon = r_1/r_2 = R_0/R_2$. (Вообще говоря, эта зависимость будет более сложной, т. к. мы не учли в нашей модели неоднородные эффекты.) Наличие центральной плотной области мишени ($r \leq R_2$) приводит к

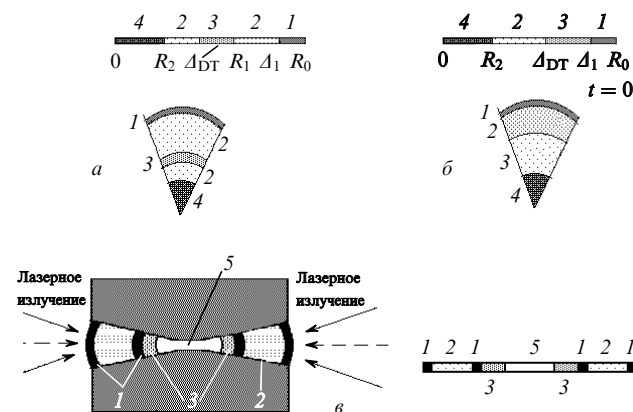


Рис.2. Конструкции конических лазерных мишеней – двухкаскадной (а), двухслойной (б) и двойной для встречных пучков (в):

1 – оболочка из алюминия или полиэтилена; 2 – DT-газ; 3 – внутренняя оболочка (слой конденсированного DT-горючего либо пористого полимера, содержащего жидкую DT-смесь); 4 – слой из золота или свинца; 5 – вакуум.

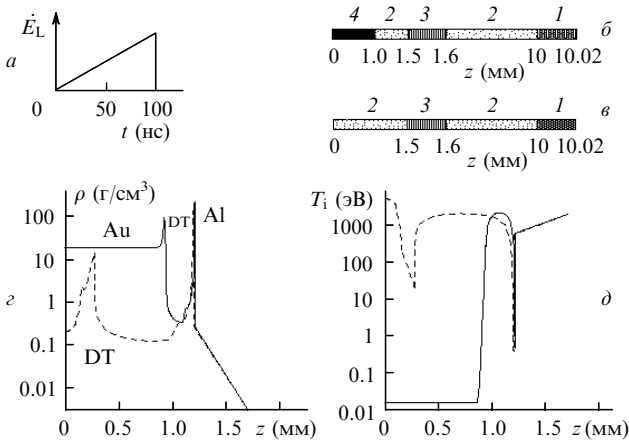


Рис.3. Постановки задач и результаты одномерных численных расчетов для Krf-лазера с $E_L = 300$ кДж – временная форма импульса (а), параметры конических мишеней, варианты 1 (б) и 2 (е), распределения плотности (с) и ионной температуры (д) вдоль оси z к моменту максимального сжатия для вариантов 1 (сплошная линия, нейтронный выход $Y_n = 10^{15}$) и 2 (штриховая линия, $Y_n = 10^{17}$): 1 – оболочка из алюминия или полиэтилена; 2 – DT-газ; 3 – внутренняя оболочка; 4 – слой конденсированного DT-горючего либо пористого полимера, содержащего жидкую DT-смесь.

существенному снижению нейтронного выхода по сравнению с результатами, полученными в том случае, когда такая область отсутствовала. На рис.3,а–в показаны параметры лазера и мишеней при наличии центральной области (вариант 1, рис.3,б) и в ее отсутствие (вариант 2, рис.3,е). Приведены также распределения плотности (рис.3,с) и ионной температуры (рис.3,д) в момент максимального сжатия горючего. В варианте 1 нейтронный выход составил 10^{15} , в варианте 2 – 10^{17} .

В таблице представлены результаты четырех расчетов сжатия конических «двухкаскадных» мишеней с раз-

E_L (МДж)	R_0 (см)	R_1 (см)	R_2 (см)	A (мкм)	A_{DT} (мкм)	Y_n (10^{16})	G
0.3	1.2015	0.21	0.1	15	100	0.15	0.014
0.3	1.26156	0.21	0.126	15.6	100	0.0091	0.0085
2	1.4035	0.22	0.1	35	200	11	0.15
2	1.4435	0.22	0.14	35	200	3.1	0.04

личными параметрами.

В расчетах полагалось, что $\Theta_0 = \pi/4$. Для обобщения результатов получена приближенная зависимость коэффициента усиления G в таких мишенях от параметров E_L , A_s и ε :

$$G \approx 0.01(E_L/300 \text{ кДж})^{0.75}(A_s/330)^{0.8}(\varepsilon/10)^{4.5}. \quad (1)$$

Видно, что существует достаточно сильная зависимость от параметра ε , и при $\varepsilon = 10$, $A_s = 370$ и $E_L = 2$ МДж достижимо $G \sim 0.1$.

Заметим, что эксперименты с высокоаспектными сферическими оболочками проводились в СССР и Японии (см. [20, 21]); было показано, что по крайней мере на стадии ускорения оболочки не разрушаются и их скорости достигают 200–300 км/с. Вопрос о возможности ускорения плотных тонких слоев в цилиндрических и конических каналах до скоростей более 100 км/с с помощью Krf-лазера обсуждался в [22]. В [6] была эксперимен-

тально продемонстрирована возможность ускорения слоев до скоростей более 40 км/с в конических каналах с помощью неодимового лазера с интенсивностью $(3-5) \times 10^{12}$ Вт/см² и длительностью импульса ~ 30 нс.

На рис.4 показаны постановка задачи и результаты одномерных расчетов сжатия конической мишени при энергии драйвера 2 МДж (во всех расчетах поглощение лазерного излучения полагалось 100 %-ным). Распределения плотности и температуры вдоль оси сжатой мишени на момент коллапса показаны на рис.4,в, г. Видно, что горючее сжалось до плотностей $1-2$ г/см³ (рис.4,г), а температура достигла $1-5$ кэВ (рис.4,в).

Наряду с такой двухкаскадной конической мишенью рассматривались также мишени, у которых горючее наморозено на внутреннюю сторону ударника либо оболочка выполнена из легкого пористого вещества, заполненного жидкой DT-смесью (см. рис.2,б). В таких мишенях на стадии ускорения к центру происходит разделение более тяжелых материалов и горючего, причем более плотные инертные материалы оказываются сверху и захватываются волной испарения. В случае двухкомпонентных однокаскадных мишеней в рамках нашей модели зависимость коэффициента усиления от параметров мишени приблизительно такая же, как и в случае двухкаскадных мишеней, по крайней мере при энергиях порядка 300 кДж нейтронный выход составляет 10^{15} за вспышку (т. е. $G \sim 0.01$), а при $E_L = 2$ МДж достигает 10^{17} .

Видно, что необходимый коэффициент усиления $G \geq 0.1$ в конических мишенях может быть получен при энергиях драйвера $E_L \geq 1-2$ МДж. Использование двухсторонних конических мишеней (см. рис.2,в) может несколько повысить нейтронный выход при заданной вложенной энергии, но усложнит конструкцию драйвера, т. к. вместо одного потребуются два синхронизованных встречных пучка.

КПД лазера в режиме генерации 100-наносекундных импульсов может быть достаточно большим, поэтому возможность достижения нейтронных выходов порядка $10^{16} - 10^{17}$ при вложенной энергии $1-2$ МДж представляется перспективной несмотря на то, что в режиме на-

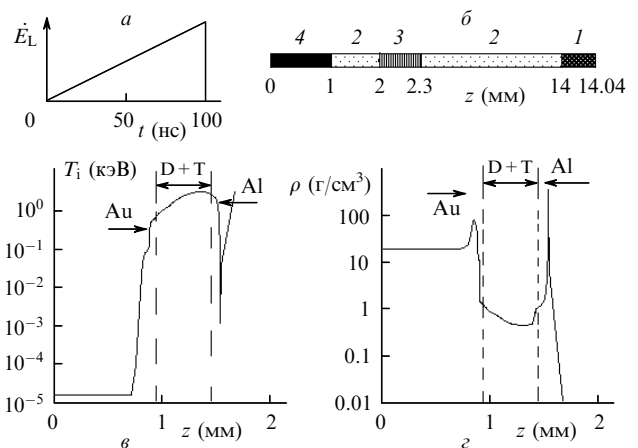


Рис.4. Постановка задачи и результаты одномерного численного расчета конической мишени для Krf-лазера с $E_L = 2$ МДж: временная форма импульса (а), параметры конической мишени (б), распределения ионной температуры (в) и плотности (г) вдоль оси z к моменту максимального сжатия (нейтронный выход $Y_n = 2 \cdot 10^{17}$, коэффициент усиления $G = 0.25$): 1 – оболочка из алюминия или полиэтилена; 2 – DT-газ; 3 – внутренняя оболочка (слой конденсированного DT-горючего либо пористого полимера, содержащего жидкую DT-смесь); 4 – слой золота.

носекундных импульсов такие нейтронные выходы в принципе могут быть достигнуты при значительно меньших энергиях драйвера, если симметрия облучения мишени высока (см., напр., [23, 24]).

2. Расчеты нейтронных выходов из конических мишеней при дополнительном лазерном подогреве ДТ-горючего

В [25, 26] обсуждалась возможность увеличения нейтронного выхода из ДТ-горючего в конических мишенях, облучаемых составным (длинный плюс короткий) импульсом КГФ-лазера. Рассмотренная в цитируемых работах схема опирается на идею раздельного нагрева и сжатия мишени (см. также [27–30]). Была рассмотрена возможность создания КГФ-лазера, генерирующего составные импульсы (первый – с длительностью $\tau_1 \sim 100$ нс и энергией $E_1 \sim 300 - 400$ кДж, второй – с длительностью $\tau_2 \sim 10 - 20$ пс и энергией $E_2 \sim 20 - 30$ кДж). Подобный лазер мог бы иметь КПД около 5–10% в длинном импульсе и до 1% в каскаде коротких импульсов и функционировать в импульсно-периодическом режиме с частотой порядка 1 Гц. При выполнении этих требований и достижении нейтронного выхода из мишени $\sim 10^{16} - 10^{17}$ за вспышку такой лазер мог бы служить драйвером в гибридном ядерно-термоядерном реакторе.

В [25] была приведена схема двухкаскадной криогенной конической мишени, которая изучалась ранее применительно к КГФ-лазерному драйверу [7], и сделаны оценки возможности увеличения нейтронного выхода за счет дополнительного подогрева коротким лазерным импульсом. В настоящей работе выполнены двумерные численные расчеты нейтронного выхода из конической мишени при нагреве двойным импульсом. Для таких импульсов более подходит однокаскадная двухкомпонентная мишень, т. к. на стадии ускорения инертные слои будут испаряться и второй (короткий) импульс будет проникать непосредственно в горючее.

Коническая мишень с углом при вершине $\pi/4$ имела радиус 12.206 мм; у основания конуса располагалась алюминиевая оболочка (ударник) толщиной 6 мкм. На внутреннюю поверхность ударника был наморожен слой ДТ-горючего толщиной 100 мкм, в центральной части мишени располагалась область из золота радиусом 1 мм. Как и ранее, лазерная мощность нарастала пропорционально времени в течение 100 нс и поглощенная энергия лазерного импульса равнялась 300 кДж. В расчетах полагалось, что стенки конуса абсолютно упругие, гладкие и теплоизолированные.

Расчеты сжатия мишени были сделаны с помощью двумерной лагранжевой программы АТЛАНТ в сферических осесимметричных координатах r, θ [31]. В этой программе была использована та же физическая модель, что и в одномерной программе ДИАНА. На рис.5 приведены параметры мишени и лазерного импульса. Раствор угла при вершине конуса равнялся $\pi/4$. Длинный лазерный импульс ($\tau_1 = t_1 = 100$ нс) имел треугольную временную форму и энергию 300 кДж, а короткий ($\tau_2 = t_3 - t_2 = 10$ пс) – энергию 20 кДж. Мощность лазерного излучения задавалась по формуле

$$q(t, \theta) = q_1(t)q_2(\theta),$$

где q_1, q_2 – функции, описывающие зависимости мощности лазера от времени и угла соответственно, причем

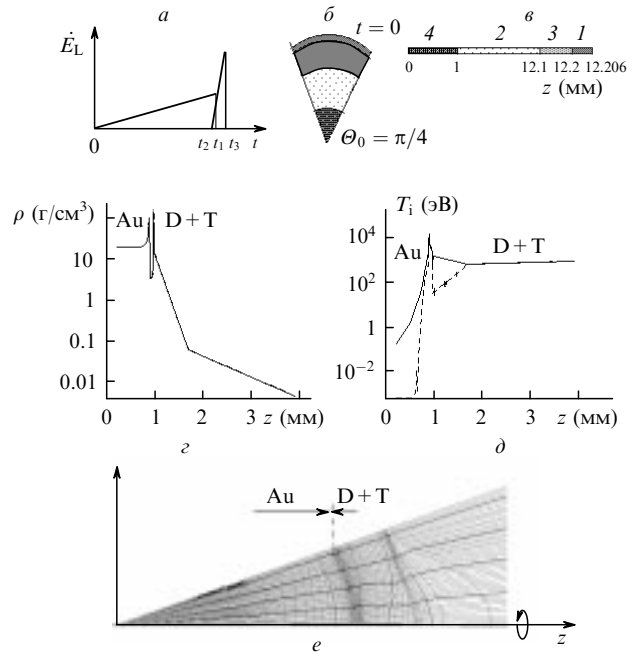


Рис.5. Постановка задачи и результаты двумерного численного расчета сжатия конической мишени двойным импульсом КГФ-лазера при энергии первого импульса $E_1 = 300$ кДж, энергии второго импульса $E_2 = 20$ кДж и $\lambda_z = 0.1$ г/см²; временная форма двойного импульса (а), форма (б) и параметры конической мишени вдоль оси (в), распределения плотности (г) и ионной температуры (д) вдоль оси z для $t_2 = 91.533$ нс (штриховая линия) и $t_3 = 91.543$ нс (сплошная линия), а также лагранжевы линии в сжатой части конической мишени для $t_2 = 92.43$ нс (е).

$$\int q_2(\theta) \sin \theta d\theta = 1.$$

Были сделаны расчеты для случаев, когда интенсивность излучения первого импульса не зависела от угла ($q_2 = \text{const}$) либо при $\theta_0 = \pi/8$ имела «гауссов» вид

$$q_2(\theta) = \frac{\exp[-\theta/\theta_0]^2]}{C_1},$$

где C_1 – нормировочная постоянная для первого импульса.

Во втором случае в процессе полета к центру оболочка деформировалась. Из-за сильной деформации лагранжевых ячеек расчет не удавалось довести до момента торможения (сильную деформацию лагранжевых ячеек можно трактовать как разрушение ударника). Таким образом, можно сделать вывод о необходимости высокой однородности облучения ударника, по крайней мере при различии интенсивностей падающего лазерного излучения на оси и периферии слоя в 2–3 раза он разрушается в процессе ускорения в канале (в следующем разделе будут приведены результаты двумерных расчетов, выполненных по эйлеровой программе с учетом деформации стенок канала и подтверждающие этот вывод).

Нагрев мишени вторым импульсом моделировался следующим образом: полагалось, что излучение доходит до поверхности, на которой плотность достигает критического значения, а затем проникает в глубь мишени, поглощаясь по закону $\sim \exp(-\int \rho dz/\lambda_z)$, где z – расстояние, которое отсчитывается от критической поверхности; $\lambda_z = \rho z$ – эффективная глубина проникновения излучения. Зависимость мощности второго лазерного импульса от угла имела вид

$$q_2(\theta) = \frac{\exp[-(\theta/\theta_0^{(2)})^2]}{C_2},$$

где C_2 – нормировочный параметр для второго импульса. В пробном варианте интенсивность второго импульса, как и первого, не зависела от угла θ , но он проникал на глубину $\lambda_z = 0.1$ г/см². При этом нейтронный выход увеличивался в 2 раза.

В следующих вариантах угловая зависимость лазерного импульса задавалась в «гауссовом» виде, параметры λ_z и $\theta_0^{(2)}$ варьировались. Вторая стадия процесса моделировалась с момента времени t_2 , причем распределения газодинамических параметров мишени были получены при $q_2 = \text{const}$ для первого импульса. Были сделаны расчеты, в которых интенсивность второго импульса не зависела от угла, а также при угловой зависимости вида $\theta_0^{(2)} = \pi/16$ и $\lambda_z = 0.1, 0.02$ и 10^{-4} г/см². В расчетах с $\theta_0^{(2)} = \pi/16$ и $\lambda_z = 0.02 - 0.1$ г/см² моделировалась возможность передачи энергии короткого импульса в глубь мишени за счет «надепловых» частиц и «каналирования» [29, 30], а в последнем случае (при $\lambda_z = 10^{-4}$ г/см²) – перенос энергии ударными волнами [27].

На рис.5 приведены результаты расчета при $\lambda_z = 0.1$ г/см², распределения плотности (рис.5,з) и ионной температуры (рис.5,д) вдоль оси конуса на моменты времени $t_2 = 91.533$ нс (штриховая линия) и $t_3 = 91.543$ нс (сплошная линия). При действии второго импульса температура резко возрастает, в то время как плотность практически не изменяется. Нейтронный выход нарастает в процессе сжатия и последующего разлета плазмы.

Благодаря дополнительному нагреву горючего нейтронный выход по сравнению с вариантами без второго импульса возрос в 5–10 раз и составил $(1-3) \cdot 10^{16}$, причем в случае объемного распределения дополнительной энергии он был выше, чем в варианте, когда энергия второго лазерного импульса поглощалась вблизи критической поверхности.

Отметим также, что в конических мишенях взята большая масса ДТ-горючего, такая, чтобы излучение второго импульса гарантированно вводилось в ДТ-горючее. Вообще говоря, механизм разделения плотных инертных слоев и горючего в процессе ускорения оболочки требует дополнительного исследования. В случае, если он окажется эффективным, часть массы горючего можно будет заменить равной ей массой инертного вещества, что позволит сэкономить тритий.

3. Некоторые соображения о нерешенных проблемах

Необходимо отметить, что в настоящей работе не рассмотрен ряд важных вопросов. Во-первых, это влияние стенок конуса на устойчивость полета слоя. Действительно, в реальной мишени стенки не являются абсолютно упругими, из-за скольжения одних слоев относительно других возможно развитие неустойчивости Кельвина–Гельмгольца, к тому же материал стенки будет испаряться под действием лазерного излучения и теплового потока, что может привести к «экранировке» лазерного излучения (см., напр., [32]). Во-вторых, в задаче не учитывалось влияние мелкомасштабной структуры лазерного пучка (см., напр., [33]), в-третьих, не изучен пока механизм взаимодействия и проникновения короткого сверхмощного импульса в плотную надкритическую

плазму. Все перечисленные вопросы требуют серьезных расчетных и экспериментальных исследований.

Влияние неоднородности нагрева на движение оболочек и развитие гидродинамических неустойчивостей являются на сегодняшний день центральной проблемой всех исследований по лазерному термоядерному синтезу. Уже накоплен значительный экспериментальный и теоретический материал, позволяющий прогнозировать влияние этих эффектов на зависимость коэффициента усиления мишени G от интенсивности и неоднородности облучения лазером, а также на степень сжатия термоядерного горючего при нагреве сферических мишеней наносекундным лазерным импульсом. Для облучения конических мишеней 100-наносекундными лазерными импульсами таких данных нет. По нашему мнению, возможность устойчивого ускорения тонких слоев в цилиндрических и конических каналах может изучаться на современных установках с энергией в импульсе порядка 100 Дж [34] при использовании двумерных численных расчетов для интерпретации полученных результатов.

Ниже приведены два варианта расчетов, моделирующих ускорение слоя полиэтилена с начальной толщиной 50 мкм и плотностью 1 г/см³ в медном цилиндрическом канале длиной 1.5 мм с внутренним радиусом 80 мкм. Энергия в импульсе КгF-лазера составляла 120 Дж. Мощность излучения, линейно нарастающая со временем вплоть до 100 нс, имеет вид $q(r, t) = q_1(t)q_2(r)$. В первом варианте расчета

$$q_2(r) = \frac{\exp[-(r/R_f)^2]}{C},$$

где $C = 0.5\pi R_f^2 \{1 - \exp[-(R_0/R_f)^2]\}$; $R_0 = 120$ мкм – радиус правой границы расчетной области; $R_f = 80$ мкм – радиус эффективного фокального пятна (см. рис.6).

Во втором варианте моделировался «идеальный фокус», когда $q_2(r) = 1/\pi R_f^2$ при $r \leq R_f$ и $q_2(r) = 0$ при $r > R_f$. В отличие от предыдущих, эта серия расчетов была проведена по эйлеровой двумерной цилиндрической программе НАТСИ (координаты r, z) [35]. Использование эйлеровой методики позволяет учесть в расчетах скольжение оболочки относительно стенок канала, продавливание и испарение самих стенок. К недостаткам методики можно отнести необходимость использования разностной сетки с малым пространственным шагом (доли микрометра), что требует большой оперативной памяти и больших затрат процессорного времени для расчета полета оболочки в длинном канале.

На рис.6 даны результаты расчета по варианту 1 изолиний плотности плазмы на момент времени $t = 27.4$ нс и распределений плотности вдоль оси канала для $t = 22.4$ и 27.4 нс. Видно, что под действием «гауссова» лазерного пучка к моменту времени 27 нс ударник разрушился и плотность на оси стала меньше критической; края цилиндрического канала оплавившись. Распределение интенсивности лазерного импульса в рассматриваемом случае было существенно неоднородным и перепад интенсивности на оси и границе стенки конуса – ударник составлял приблизительно 300%. Заметим, что при таких неоднородностях облучения сферические мишени также разрушаются, пролетев расстояние, значительно меньшее своего начального радиуса.

На рис.7,а (слева) показаны изолинии плотности плазмы к моменту 27.4 нс для варианта 2. Справа на

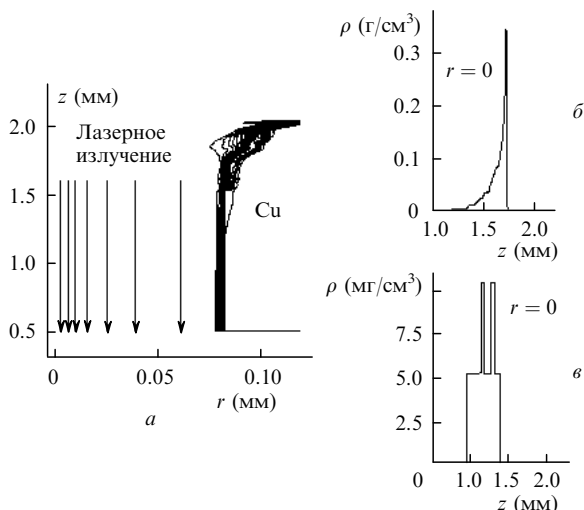


Рис.6. Результаты двумерного численного расчета ускорения слоя полиэтилена с помощью KGF-лазера, имеющего «гауссов» вид распределения интенсивности, в цилиндрическом канале: линии постоянной плотности к моменту $t = 27.4$ нс (а), а также распределения плотности вдоль оси z для $t = 22.4$ (б) и 27.4 нс (в).

рис.7, б и в даны распределения плотности вдоль оси канала на моменты 27.4 и 47.4 нс, а также распределение продольной составляющей скорости плазмы w на момент 47.4 нс (рис.7, з). К этому времени плотный слой плазмы достигает конца канала и вылетает наружу. Скорость сгустка плазмы равна 50 км/с при длине канала 1.5 мм. Из-за ограниченности ресурсов компьютера не удастся просчитать полет ударника через канал длиной порядка 1 см, однако легко оценить, что в таком канале при заданных параметрах лазерного импульса скорость слоя могла бы превысить 100 км/с. Важно отметить, что в процессе полета слой сохраняет достаточно большую плотность (свыше 0.2 г/см³) и может передать преграде значительный удельный импульс ($P \sim 10^{13} - 10^{14}$ эрг/см³). Торможение сгустка сопровождается интенсивным излучением.

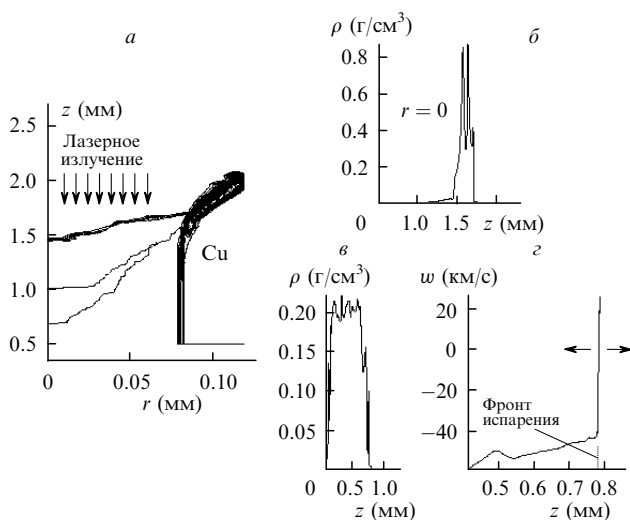


Рис.7. Результаты двумерных расчетов ускорения полиэтиленового слоя в цилиндрическом канале с помощью KGF-лазера, имеющего постоянное распределение интенсивности при радиусе канала $r < 80$ мкм: линии постоянной плотности к моменту $t = 27.4$ нс (а), распределения плотности вдоль оси z для $t = 27.4$ (б) и 47.4 нс (в) (слой вылетел из канала), а также распределение продольной компоненты скорости для $t = 47.4$ нс (з).

4. Основные результаты работы и выводы

Таким образом, учет потерь на деформацию стенок и дна конуса приводит к существенному снижению температуры и нейтронного выхода в горячем. Для устойчивого ускорения слоя в коническом канале длиной порядка 1 см с помощью лазерного импульса длительностью порядка 100 нс требуется высокая однородность облучения (по крайней мере, в рассмотренном случае «стандартного гауссова» распределения интенсивности излучения ударник разрушается, пролетев не менее 1 мм). В случае дополнительного лазерного подогрева горячего в конических мишенях можно достичь коэффициентов усиления $G \geq 0.1$ при энергии импульса KGF-лазера $\sim 300 - 400$ кДж, т.е. при облучении 100-наносекундным импульсом могут быть достигнуты G , в принципе близкие к тем, которые прогнозируются в сферических мишенях с использованием «обостренного» наносекундного лазерного импульса [24].

С учетом вышеперечисленных достоинств, KGF-лазер, на наш взгляд, может служить претендентом на роль драйвера в гибридном термоядерном реакторе. На современных лазерных установках с энергией в импульсе 100–1000 Дж можно изучать устойчивость ускорения тонких слоев в каналах, что является центральной проблемой всех направлений исследований по инерциальному термоядерному синтезу.

В заключение автор хотел бы поблагодарить В.Д. Зворыкина и В.Г.Розанова за полезные обсуждения результатов данной работы.

1. Вовченко В.И., Герасимов А.С. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **26**, 628 (1977).
2. Таран М.Д., Тишкин В.Ф., Фаворский А.П., Феоктистов Л.П. *О моделировании схлопывания квазисферических мишеней в твердотельных конусах. Препринт ИПМ им.Келдыша* (М., 1980).
3. Гамалий Е.Г., Лебо И.Г., Розанов В.Б. *Препринт ФИАН № 97* (М., 1981).
4. Боровский А.В., Коробкин В.В. *Квантовая электроника*, **8**, 5 (1981).
5. Демченко В.В., Чукбар К.В. *Физика плазмы*, **16**, 496 (1990).
6. *Физические процессы в оболочечных конических мишенях. Труды ИОФАН*, **36** (1992).
7. Басов Н.Г., Лебо И.Г., Розанов В.Б., Тишкин В.Ф., Феоктистов Л.П. *Квантовая электроника*, **25**, 327 (1998).
8. Феоктистов Л.П., Аврорин Е.Н. и др. *Квантовая электроника*, **5**, 349 (1978).
9. Басов Н.Г., Шейндлин А.Е. и др. *Изв.АН СССР. Сер. Энергетика и транспорт*, № 2, 3 (1979).
10. Basov N.G., Grigoriantz R.R., Isakov A.I., Kalmikov Yu.K., Kartashov K.V., Komin A.V., Krivosheev M.V., Lebo I.G., Maksimenko V.P., Merkul'ev Yu.A., Rozanov V.B., Finkelshtein K.I., Charitonov V.V., Sherstnev K.V. *Препринт ФИАН № 214* (М., 1983).
11. Басов Н.Г., Белоусов Н.И., Гришунин П.А., Калмыков Ю.К., Лебо И.Г., Розанов В.Б., Склизков Г.В., Субботин В.И., Финкельштейн К.И., Харитонов В.В., Шерстнев К.Б. *Квантовая электроника*, **14**, 2068 (1987).
12. Адамов Е.О., Басов Н.Г., Ганев И.Х., Давыдов В.К., Лебо И.Г., Розанов В.Б., Хмельщиков В.В., Хрястов Н.А., Черкашов Ю.М. *Препринт ФИАН № 72* (М., 1988).
13. Адамов Е.О., Басов Н.Г., Ганев И.Х., Давыдов В.К., Лебо И.Г., Розанов В.Б., Хмельщиков В.В., Хрястов Н.А., Черкашов Ю.М. *Препринт ФИАН № 73* (М., 1988).
14. Басов Н.Г., Субботин В.И., Феоктистов Л.П. *Вестник РАН*, **63**, 878 (1993).
15. Феоктистов Л.П. *Математическое моделирование*, **7**, 41 (1995).
16. Basov N.G., Feoktistov L.P. *Techn. progr. and abstracts XXIV Europ. conf. on laser interaction with matter* (Madrid, 1996, H3-1).
17. McCrory R.L. *Techn. progr. and abstracts XXV Europ. Conf. on laser*

- interaction with matter* (Formia, Italy, 1998).
18. Змитренко Н.В., Карпов В.Я., Фадеев А.П., Шпатаковская Г.В., Шеллапутин И.И. *Вопр. ат. науки и техн. Сер. Методы и программы численного решения задач математической физики*, № 2, 38 (1983).
 19. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Розанов В.Б. *Труды ФИАН*, **134**, 10 (1982).
 20. Гуськов С.Ю., Данилов А.Е., Захаренков Ю.А., Лебо И.Г., Михайлов Ю.А., Розанов В.Б., Рупасов А.А., Склизков Г.В., Федотов С.И., Шиканов А.С. *Квантовая электроника*, **14**, 2288 (1987).
 21. Yamanaка С. *Laser and Particle Beams*, **8**, 3 (1990).
 22. Lebo I.G., Rozanov V.B., Shpatakovskaya G.V., Zvorykin V.D. *Russ J. Laser Research*, **18**, 147 (1997).
 23. Афанасьев Ю.В., Волосевич П.П., Гамалий Е.Г. и др. *Труды ФИАН*, **134**, 167 (1982).
 24. Бельков С.А., Долголева Г.В. *Квантовая электроника*, **25**, 4 (1998).
 25. Зворыкин В.Д., Лебо И.Г., Розанов В.Б. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 9, 20 (1997).
 26. Lebo I.G., Rozanov V.B., Zvorykin V.D. *Proc. SPIE*, **3683**, 152 (1998).
 27. Щербаков В.А. *Физика плазмы*, **9**, 409 (1983).
 28. Феокистов Л.П. В сб. *Будущее науки* (М., Знание, 1985, № 18, с.168).
 29. Basov N.G., Gus'kov S.Yu., Feoktistov L.P. *J. Sov. Laser Res.*, **13**, 390 (1992).
 30. Tabak M., Hammer J., Glynsky M.E., Krueer W.L. et al. *Phys. Plasmas*, **1**, 1636 (1994).
 31. Лебо И.Г., Попов И.В., Розанов В.Б., Тишкин В.Ф. *Препринт ФИАН № 2* (М., 1993); *J.Rus.Laser Res.*, **15**, 136 (1994).
 32. Лебо И.Г., Никишин В.В., Розанов В.Б., Тишкин В.Ф. *Физика плазмы*, **26**, № 5 (2000).
 33. Иванов В.В., Куценко А.В., Лебо И.Г. и др. *ЖЭТФ*, **116**, 1287 (1999).
 34. Басов Н.Г., Вадковский А.Д., Зворыкин В.Д. и др. *Квантовая электроника*, **21**, 5 (1994).
 35. Lebo I.G., Nikishin V.V., Rozanov V.B., Tishkin V.F. *Proc. VI international workshop on the physics of compressible turbulent Mixing* (Marseille, France, IUSTI, 1997, p.312).
- I.G.Lebo. Neutron yield in conic targets with additional laser fuel heating.**
The compression and the thermonuclear energy release in conic targets with additional laser heating are calculated. It is shown that irradiation of conic targets with a compound (long plus short) KrF laser pulse with energy 300–400 kJ can provide a neutron yield of $\sim 10^{16}$ per shot and, accordingly, target energy gain coefficients above 0.1.