

УДК 533.95

Ю. В. АФАНАСЬЕВ, И. Г. БАСОВ, В. Г. ГАМАЛНИЙ,
В. Б. РОЗАПОВ, А. А. САМАРСКИЙ, Л. П. ФЕОКТИСТОВ**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ
ПРИ НАГРЕВАНИИ И СЖАТИИ СФЕРИЧЕСКОЙ МИШЕНИ
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА**

Исследования физических процессов в лазерных мишенях сейчас представляют относительно новое, но исключительно быстро развивающееся направление физики. Интересы многочисленных научных коллективов, работающих в этой области, стимулируются несколькими причинами:

— Прежде всего, возможностью того, что лазерный термоядерный синтез (ЛТС) может стать основой термоядерной энергетики. Электростанции, построенные на основе ЛТС, во многих отношениях (стоимости киловатт-часа энергии, капитальным затратам и т. п.) могут быть вполне конкурентно способными по отношению к стационарным термоядерным установкам типа «Токамак», а в гибридном исполнении по сравнению с реакторами — размножителями на быстрых нейтронах.

— Тем фактом, что при создании мощного лазера, обеспечивающего термоядерную вспышку в мишени, в руках исследователей окажется исключительно ценный по информативности прибор, который в лабораторных условиях позволит изучать многие важные вопросы современной физики: взаимодействие сверхмощного лазерного излучения с плазмой; развитие неустойчивости и турбулентности в короне; общие аспекты гидродинамики с теплопроводностью, в том числе: устойчивость полета тонких оболочек при скорости 100–500 км/с, перемешивание материалов в стадии гидродинамического ускорения, влияние несимметрии на сжатие мишени, гидродинамика существенно несимметричных мишеней, генерация сверхсильных магнитных полей, горение оптически тонких мишеней, прозрачных для нейтронов, рентгена, возможно α -частиц, горение несферических мишеней.

Четкое понимание процессов, умение их описывать теоретически, путем расчетов на ЭВМ дает возможность экстраполировать результаты эксперимента на широкую область приложений.

— Наконец, тем обстоятельством, что при реализации вспышки возникает исключительный по мощности лабораторный источник проникающего излучения: нейтронов, γ , рентгена, пригодный как для ядерно-физических исследований, так и для испытания на радиационную стойкость различных материалов, прежде всего реакторной техники.

Рассмотрим вкратце условия, при которых в ЛТС возможны функционирование замкнутого энергетического цикла и полезный энергетический выход (рис. 1). На схеме можно видеть лазер и реактор, в котором лазерная энергия трансформируется в термоядерную с коэффициентом усиления K . Затем происходит частичное преобразование энергии в электричество (αK) и в тепло $(1-\alpha)K$, где α — КПД системы преобразования; часть энергии ($1/\eta$, где η — КПД лазера) необходимо вернуть в систему для накачки лазера. Таким образом, полезный энергетический выход в виде электрической энергии составляет $\alpha K - 1/\eta$, остальная энергия $(1-\alpha)K + 1/\eta - 1$ реализуется в виде тепла.

Из этих данных видно, что при эффективности лазера от 3 до 5% необходимо достичь коэффициента усиления по энергии от 170 до 100. При коэффициенте усиления $10^3 \div 3 \cdot 10^3$ эффективность лазера может быть снижена при-

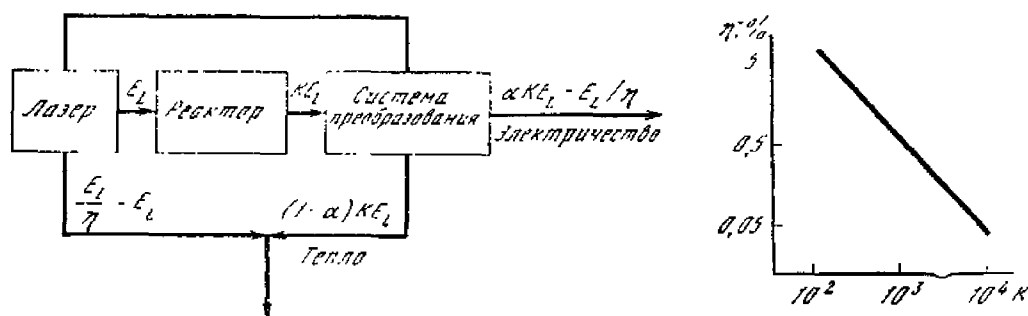


Рис. 1. Энергетический цикл ЛТС

$$\text{Отношение электричества к теплу } \beta = \frac{\alpha K - 1/\eta}{(1 - \alpha) K + 1/\eta - 1}$$

мерно до 0,3%. Вопрос коэффициента усиления по энергии можно решать чисто термоядерным путем, можно решать его с помощью гибридной схемы, используя делящиеся материалы [1, 18]. Однако в любом случае в основе всей схемы ЛТС лежат физические процессы при облучении, сжатии и горении мишени.

Какие же основания дают нам сегодняшние физические исследования рассчитывать на успешное решение многочисленных проблем ЛТС? Этот вопрос является в значительной степени критическим, потому что масштаб современных экспериментов мал (лазерная энергия $10^2 - 10^3$ Дж) по сравнению с тем, который необходим для физических (10^5 Дж) и энергетических (10^6 Дж) приложений. Таким образом, более узко вопрос можно сформулировать так: насколько в современных мелкомасштабных экспериментах можно выделить роль и определить количественные характеристики физических процессов в лазерных мишенях, указать тенденции и дать прогноз при увеличении лазерного импульса?

Серия теоретических работ, объединенных в данном томе «Трудов ФИАН», преследует именно эти цели. Выполненные в 1975—1979 гг., эти работы позволяют ответить на поставленные вопросы применительно к концепции ЛТС, которая была развита в ФИАНе в начале 70-х годов.

Здесь уместно вкратце перечислить основные временные этапы развития ЛТС. Предложение использовать лазеры для термоядерных исследований относится к 1962 г. [2]. В 60-х годах в ФИАНе (а также в других лабораториях) были созданы лазеры и проведены разнообразные исследования по взаимодействию лазерного излучения с веществом при потоках $10^6 - 10^8$ Вт/см² [3]. Именно в этих исследованиях впервые были поставлены вопросы взаимодействия лазерного излучения с разлетающейся лазерной плазмой, ионизационного равновесия, импульса, давления и др. Однако масштабы температур и давлений были во много раз ниже, чем реализуются при потоке $10^{13} - 10^{15}$ Вт/см². Развитие экспериментальных исследований уже в термоядерном диапазоне (1968 г. — получение нейтронов [4], 1972 г. — сферическое облучение мишеней [5]), безусловно, стимулировало теоретические исследования. Важным результатом, привлекавшим общее внимание к проблеме ЛТС, было опубликование в 1972 г. схемы с использованием профилированного импульса [6]. Идея схемы заключалась в подборе такой временной зависимости лазерного импульса, чтобы возмущения от ранней части импульса и возмущения от поздней его части сходились бы в центре мишени одновременно. Существенно, что высокое давление ($\sim 10^{11}$ атм), создаваемое в конце импульса, по отношению к уже сжатой мишени является слабым, так что в течение всего процесса мишень сжимается звуковыми волнами при минимальном внесении энтропии в мишень. В результате теоретически могут быть достигнуты сверхвысокие плотности в мишени ($\approx 10^4$ г/см³), и при очень низкой энергии лазера ($\approx 10^8$ Дж) осуществлена термоядерная вспышка. Привлекательной стороной схемы является простота мишени — шарика из твердого или жидкого водорода. Нам кажется, что преимущества, ожидав-

шиеся от реализации этой схемы, предопределили развитие экспериментальных исследований во многих лабораториях, прежде всего в США. Акцент в создании лазеров и исследованиях был смещен в сторону коротких (десятки пикосекунд) импульсов и высоких потоков (10^{15} — 10^{16} Вт/см²). Суть концепции мишеней для ЛТС, разработанной в ФИАНе и ИИМ АН СССР в начале 70-х годов [8], базировались на иных физических положениях:

— умеренные требования к параметрам лазерного импульса, использование умеренного диапазона лазерных потоков (10^{13} — 10^{15} Вт/см²);

— использование тонкой оболочечной мишени с достаточно сложной структурой, обеспечивающей неоднородное сжатие и нагрев большего, чем в случае профилированного импульса, количества горючего, инициирование термоядерной реакции в центральной области и последующее распространение зоны горения на периферию мишени, приводящие к большим коэффициентам усиления по энергии (в диапазоне 100—1000).

Трудности схемы с прецизионно профилированным импульсом, ставшие особенно ясными в результате экспериментальных исследований последних лет с короткими импульсами и высокими лазерными потоками, заключаются в исключительных требованиях к аккуратности профилирования и симметрии сжатия, высоких лазерных потоках и, как следствие, низкой гидродинамической эффективности мишени, большом количестве быстрых электронов и жестких рентгеновских квантов, вызывающих прогрев термоядерного горючего, препятствующий высокому сжатию, потере лазерного излучения из-за вынужденного бриллюэновского отражения; наконец, высокие потоки и высокая температура короны при заданной лазерной энергии связаны с принципиально малым количеством термоядерного горючего в мишени. До настоящего времени концепция облучения мишени профилированным импульсом экспериментально не проверялась. Все экспериментальные исследования пошли по пути использования оболочечных мишеней. Однако наличие лазерных установок, способных генерировать короткие импульсы, и возможность создавать высокие потоки лазерного излучения на поверхности мишени были использованы в исследованиях сжатия и нагрева мишени в так называемом режиме взрывающейся оболочки (см., например, [9]).

Был обнаружен и частично исследован ряд указанных выше явлений, в том числе генерация быстрых электронов и предварительный прогрев [10] и вынужденное отражение [11]. В экспериментах зарегистрировано сжатие термоядерного горючего до плотностей 0,1—0,2 г/см³, его нагрев до высоких температур — 5–8 кэВ [9], нейтронный выход составил $\approx 3 \cdot 10^{10}$ нейтронов в импульсе [12].

Однако в целом кажется маловероятным, чтобы режим взрывающейся оболочки получил серьезное развитие для термоядерных целей. Именно поэтому во многих лабораториях в настоящее время наблюдается переход к режиму умеренных потоков — абляционному режиму или режиму сжимающейся оболочки. Этот переход совершается двумя путями — создаются (или переделываются) лазеры для работы в режиме наносекундных импульсов, разрабатываются и используются в экспериментах с пикосекундными импульсами мишени, в которых за счет использования толстых оболочек осуществляется абляционный режим (на рис. 2 схематически представлены два режима — взрывающейся и сжимающейся оболочек). Подчеркнем, что в режиме сжимающейся оболочки часть оболочки в процессе испарения остается холодной и на стадии сжатия сжимается до высоких плотностей.

Какие же физические процессы в мишенях оказываются важными для режима сжимающейся оболочки? Эти процессы включают [7]:

- поглощение лазерного излучения с учетом рефракции и отражения;
- генерацию быстрых электронов в короне, вызывающих предварительный прогрев термоядерного горючего;
- тепловое излучение короны;
- теплопроводность и испарение оболочки;

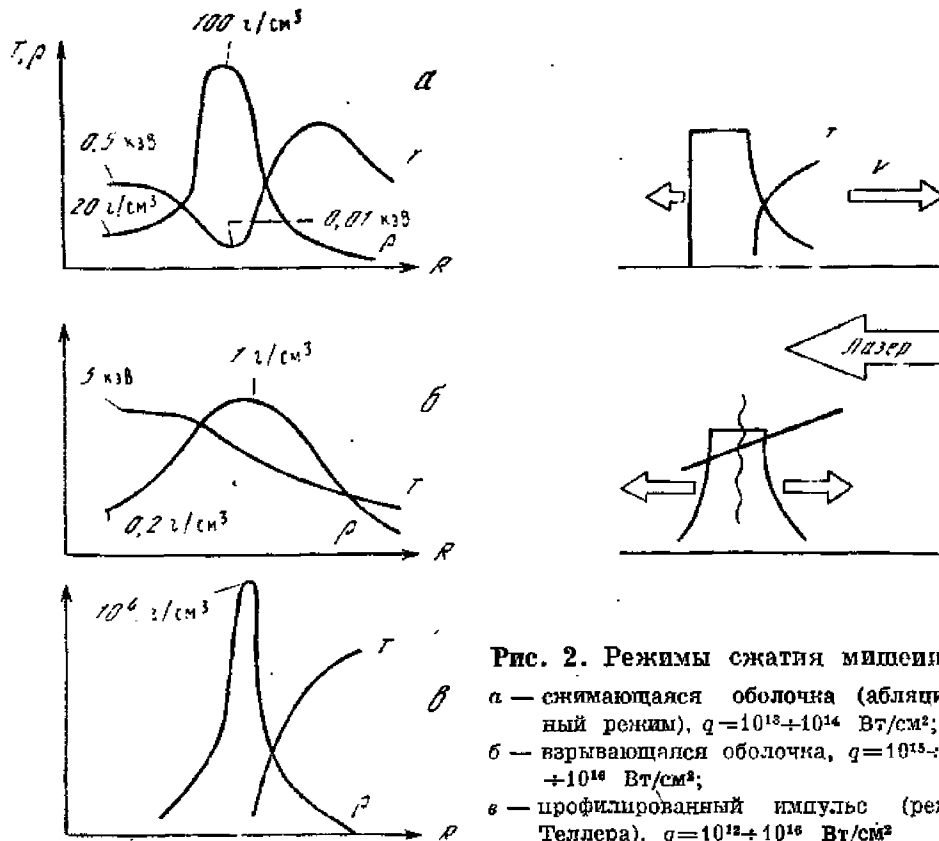


Рис. 2. Режимы сжатия мишени

а — сжимающаяся оболочка (абляционный режим), $q = 10^{13} - 10^{14}$ Вт/см²;
 б — взрывающаяся оболочка, $q = 10^{13} - 10^{14}$ Вт/см²;
 в — профилированный импульс (режим Теллера), $q = 10^{12} - 10^{16}$ Вт/см²

- ускорение и полет оболочки к центру, характеризуемые коэффициентом гидродинамической передачи;
- гидродинамические неустойчивости при сжатии;
- генерацию магнитных полей;
- переход кинетической энергии оболочек в тепловую энергию DT-плазмы;
- инициирование ТЯ-реакций и развитие волны горения.

Режим сжимающейся оболочки оказывается благоприятным в ряде вопросов: большая доля поглощенной энергии при определенном вкладе классического процесса поглощения по сравнению с другими режимами, отсутствие быстрых электронов и их прогрева, низкая температура короны и малая роль теплового (рентгеновского) излучения, высокий коэффициент гидродинамической передачи, высокое сжатие большой массы горючего. Однако в этом режиме имеются две серьезные проблемы — устойчивость оболочки при сжатии и инициирование термоядерных реакций и развития волны горения из центра мишени.

Первоначальная реакция многих ученых на проблему сжатия тонких оболочечных мишеней (характеристика толщины оболочки — аспектное отношение $R/\Delta R$) была резко отрицательной, высказывалось мнение, что устойчивое сжатие оболочек с высоким аспектным отношением невозможно (см., например, [13]). Однако авторы данной статьи полагали, что существуют факторы, способствующие устойчивости процесса [14]. Последующие исследования подтвердили эту точку зрения и указали новые факторы, важнейшим из которых является насыщение роста возмущений. (Этот вопрос будет обсуждаться в статье об устойчивости сжатия.) Во всяком случае, сейчас экспериментально зарегистрированы объемные сжатия 10^3 оболочечных мишеней с аспектным отношением > 35 [15], достигнуты плотности горючего 8 г/см³ [15] и 30 г/см³ [12] и выполнено с запасом условие Лоусона $nt > 10^{14}$ [12, 15]. Однако в этих экспериментах температура горючего не превышала $0,5$ кэВ.

В проблеме инициирования переплетаются газодинамические и кинетические вопросы: как создать необходимые профили и температуры в термоядерном горючем? Какие именно факторы (ударная волна, излучение, заряженные или нейтральные термоядерные частицы) приводят к распространению

зоны горения из центра в холодную сжатую мишень? Какова минимальная энергия иницирования такой волны? По этим вопросам имеются предварительные теоретические соображения и оценки, которые рассматриваются в статьях, помещенных в этом сборнике. С проблемой распространения термоядерных частиц по мишени связаны также вопросы корпускулярной диагностики. Физически ясно, что, взаимодействуя с плазмой мишени (замедляясь), термоядерные частицы после вылета из мишени сохраняют информацию об условиях в зоне горения. Эти вопросы рассматриваются в отдельной статье.

На основе концепции сжимающейся оболочки была сформулирована программа создания мишеней и экспериментов [16], которая проводится в ФИАНе начиная с 1973 г. в нейтронно-физической лаборатории под руководством проф. А. И. Исакова. Соответствующие работы вошли в сборник «Труды ФИАН», посвященный экспериментальным исследованиям [17].

Лазерный термоядерный синтез оказался такой проблемой, в которой переплетение физических и математических вопросов оказалось чрезвычайно тесным и исключительно удачно дополняющим друг друга. Мощным методом исследования стал метод математического моделирования на ЭВМ, и работы ФИАН в этом плане были тесно связаны с работами Института прикладной математики им. М. В. Келдыша АН СССР — коллектива, руководимого академиками А. А. Самарским и А. Н. Тихоновым (С. П. Курдюмов, П. П. Волосевич, Е. И. Леванов, Б. П. Герасимов, В. Я. Карпов, Н. И. Калиткин, А. П. Фаворский и многие другие).

Для целей ЛТС в ИПМ АН и ФИАНе были разработаны физико-математические модели и программы, охватывающие большой круг физических процессов.

Дадим теперь краткий обзор некоторых результатов исследований физических процессов в режиме сжимающейся оболочки, предваряя более подробное изложение в отдельных статьях.

Разработанные на основе классических представлений о «короне» лазерных мишеней программы «Луч» и РАПИД описывают процессы поглощения лазерного излучения, электронную теплопроводность, гидродинамическое движение. Сопоставление экспериментальных (полученных на установке «Кальмар») и теоретических данных по зависимости доли поглощенной энергии от размеров мишени и материала аблятора, скорости движения оболочки и времени коллапса, измерения и расчеты разнообразных гидродинамических профилей, в том числе с выходом отраженной от центра мишени ударной волны в «короно», свидетельствуют об удовлетворительном описании режима сжимающейся оболочки. Разработаны аналитические модели, позволяющие просто описывать испарение и движение оболочки и сжатие газа. В совокупности эти результаты позволяют установить соотношения подобия, с помощью которых можно прогнозировать аналогичные результаты для установки следующего поколения — «Дельфин» [16, 19—20].

Расчеты рентгеновского излучения по программе РИМ и измерения позволяют установить его влияние на энергетический баланс и гидродинамические параметры короны и оболочки. В режиме сжимающейся оболочки это влияние невелико. Важную роль играет неравновесная ионизация, влияющая на наиболее жесткую часть спектра.

Количество быстрых электронов пропорционально доле энергии, поглощенной за счет резонансного механизма, и не превышает 1%. Учитывая, что с ростом лазерной энергии оптическая толщина оболочки растет $\sim E^{1/3}$, можно ожидать, что прогрев быстрыми электронами вряд ли будет существенным. Эффекты укручения профиля при умеренных потоках не играют роли.

Применительно к экспериментам на установке «Кальмар» теоретически и с помощью одномерных и двумерных программ исследованы условия в центре мишени в зависимости от поглощенной энергии, количества газа, радиуса и толщины стенок мишени, симметрии приготовления и облучения мишени. При высоком сжатии дейтерия температура оказывается в таком диапазоне (0,2—0,6 кэВ), когда нейтронный выход резко зависит от темпера-

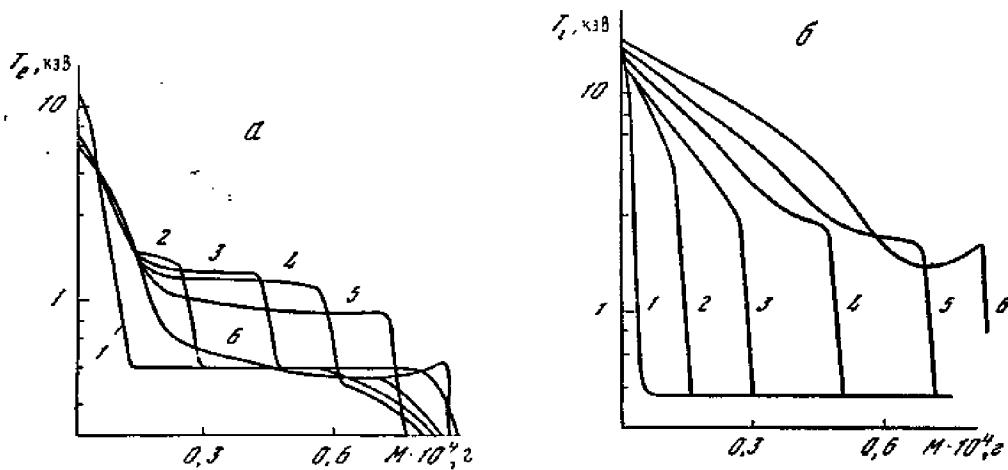


Рис. 3. Развитие волны горения при начальной электронной температуре 10 кэВ (а) и начальной ионной температуре 30 кэВ (б) (иницирующая энергия ~ 10 кДж)

а — $\rho_0 R_0 = 0,43$ г·см $^{-2}$, $T_{i0} = 10$ кэВ; 1 — $t = 2,37 \cdot 10^{-11}$ с, 2 — $5,79 \cdot 10^{-11}$ с, 3 — $6,47 \cdot 10^{-11}$ с, 4 — $1,02 \cdot 10^{-10}$ с, 5 — $1,32 \cdot 10^{-10}$ с, 6 — $2,09 \cdot 10^{-10}$ с; б — $\rho_0 R_0 = 0,33$ г·см $^{-2}$, $T_{i0} = 30$ кэВ

туры. Эксперименты согласуются с теоретической и расчетной картиной.

Исследования устойчивости сжатия проводились теоретически и с помощью двумерных численных экспериментов. Двумерные расчеты содержат различную информацию о распределении энергии (в различных ее формах) по мишени, о создании условий для генерации магнитных полей, о скорости роста амплитуды возмущений. При анализе двумерных расчетов обнаружено насыщение скорости роста амплитуды возмущений, наступающее при условии $ak \approx 1$. В результате насыщения исчезает зависимость скорости роста от номера гармоники. Объяснение этого явления с позиций сохранения энергии тяжелой жидкости в гравитационном поле было дано Э. Ферми в 1951 г. [21, 22].

При сжатии мишени возникают магнитные поля. Генерация магнитного поля связана с развитием гидродинамической неустойчивости, в результате которой существуют скрещенные градиенты плотности и температуры. Генерация поля осуществляется в зонах гидродинамической неустойчивости на внешней и внутренней сторонах оболочки. Различные процессы диссипации определяют максимальную амплитуду магнитного поля. Вблизи коллапса поле внутри мишени превышает 20 МГс (применительно к условиям на установке «Нальмар»). Магнитное поле могло бы служить средством наблюдения и диагностирования неустойчивости. Оно может оказывать влияние на различные процессы в мишенях, в частности на распространение надтепловых электронов и на теплопроводность из внутренних горячих областей [23].

Исследуется проблема инициирования термоядерных реакций в лазерных мишенях. Начальное состояние плазмы удобно задавать в виде точки на плоскости (ρR , T). Численные расчеты позволяют предсказать развитие ТЯ-реакций при произвольном начальном состоянии, в том числе с изменением температуры, плотности и скорости при сжатии. Однако общую картину развития ТЯ-реакций удобно исследовать с помощью так называемых динамических коэффициентов, которые являются аналогом автомодельных констант в задаче о волне ТЯ-горения. Один из этих коэффициентов описывает изменение внутренней энергии плазмы, другой — ее оптическую толщину. Для произвольных неавтомодельных начальных условий динамические коэффициенты, изменяясь со временем, описывают некую траекторию, которая соответствует либо развитию, либо затуханию ТЯ-реакции ([24], рис. 3).

Анализируя зависимости различных процессов от энергии лазерного импульса, оставаясь в рамках режима «сжимающейся оболочки», можно ожидать, что при энергии 200—300 кДж:

— поглощенная энергия составит долю 50–80% (при достигнутой в на-

стоящее время на установке «Кальмар» доле 30—40% для энергии 100—200 Дж);

— прогрев быстрыми электронами не будет существенным;

— испаряемая масса оболочки составит ~50%, что обеспечит при аспектном отношении 100 коэффициент гидродинамической передачи 10—15% (при достигнутом в настоящее время значении 3—5%). Это соответствует увеличению скорости оболочки до значения ≈ 300 км/с (в настоящее время измерены скорости 70—100 км/с);

— необходимое в дальнейшем для достижения плотности DT плазмы 300—400 г/см³, при которой возможно эффективное горение, объемное сжатие $\approx 3 \cdot 10^4$ превышает измеренное в настоящее время объемное сжатие более чем на порядок. Экспериментальных сведений о том, какое влияние при сжатии $\approx 3 \cdot 10^4$ будут оказывать процессы неустойчивости, в настоящее время нет, вопрос изучается теоретически;

— на основании существующих экспериментов и численных расчетов можно ожидать, что кинетическая энергия оболочки будет достаточно полно переходить в тепловую энергию ТЯ горючего и составит 10% от энергии лазерного импульса;

— в совокупности при лазерной энергии 200—300 кДж в мишени могут быть созданы условия для существенного термоядерного горения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г. Препринт ФИАН № 182. М., 1977.
2. Басов Н. Г., Крохин О. Н. — ЖЭТФ, 1964, 46, с. 171.
3. Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н. — Труды ФИАН, 1970, 52, с. 118—170; Басов Н. Г., Крохин О. Н., Склизов Г. В. — Труды ФИАН, 1970, 52, с. 171—235.
4. Басов Н. Г., Захаров С. Д., Крюков П. Г., Сенатский Ю. В., Чекалин С. В. — Письма в ЖЭТФ, 1963, 8, с. 26.
5. Басов Н. Г., Иванов Ю. С., Крохин О. Н., Михайлов Ю. А., Склизов Г. В., Федотов С. И. — Письма в ЖЭТФ, 1972, 15, с. 589.
6. Nuckolls J., Wood L., Zimmerman G., Thiessen A. — Nature, 1972, 239, 139.
7. Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г. в др. — Препринт ФИАН № 55. М., 1979.
8. Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г., Волосевич П. П., Гамалий Е. Г., Крохин О. Н., Курдюмов С. П., Леванов Е. И., Розанов В. Б., Самарский А. А., Тихонов А. Н. — In: Fifth Conf. Proc., Tokyo, 11—15 Nov. 1974. Vienna: IAEA, 1975, vol. 2, p. 559—563.
9. Storm E. K., Alstrom H. G., Boyle M. J., Phillion D. W., Rupert V. C., Tirsell K. G., Speck D. R., Rainer F., Coleman L. W., Lerche R. A., Kornblum H. N. Preprint UCRL-28581. Lawrence Livermore Lab. (Univ. Calif.), 1976.
10. Henderson D. B. LA-UR-77-1442, Los Alamos Sci. Lab., 1977.
11. Ripin V. H. et al. — Phys. Rev. Lett., 1977, 39, p. 611.
12. Storm E. K., Alstrom H. G., Glaze J. A., Manes K. R., Nuckolls J. N. — In: Contr. paper 9th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Phys. Oxford (UK), 1979, p. 136.
13. Nuckolls J., Lindl J., Mead W., Thiessen A., Wood L., Zimmerman G. IAEA-CN 33/F5—4, Tokyo, 1974.
14. Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г., Гамалий Е. Г., Крохин О. Н., Розанов В. Б. — Письма в ЖЭТФ, 1976, 24, с. 647.
15. Basov N. G., Kologrivov A. A., Krokhin O. N., Rupasov A. A., Sklizkov G. V., Shikanov A. S., Zacharenkov Yu. A., Zorev N. N. Plasma Interaction and related plasma phen/Ed. by Schwartz H., Hora H. N. Y.: Plenum Press, 1977, vol. 4A, p. 479—501.
16. Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г., Волосевич П. П., Гамалий Е. Г., Крохин О. Н., Курдюмов С. П., Леванов Е. И., Розанов В. Б., Самарский А. А., Тихонов А. Н. — Квантовая электроника, 1975, 2, с. 1816.
17. Гамалий Е. Г., Громов А. И., Исаков А. И., Крупнина Л. А., Меркульев Ю. А., Никитенко А. И., Рычкова Е. Р., Леонов Ю. С., Склизов Г. В. — Труды ФИАН, 1977, 24, с. 29.
18. Феокистов Л. П., Аврорин Е. Н., Варганова Л. Ф., Гаджиев А. Д., Лыков В. А., Нечай В. В., Шибаршов Л. И. — Квантовая электроника, 1978, 5, с. 349.
19. Афанасьев Ю. В., Гамалий Е. Г., Демченко Н. Н., Крохин О. Н., Розанов В. Б. Препринт ФИАН, № 78. М., 1979.
20. Афанасьев Ю. В., Волосевич П. П., Гамалий Е. Г., Демченко Н. Н., Крохин О. Н., Розанов В. Б. Препринт ФИАН № 77. М., 1979.
21. Гамалий Е. Г., Розанов В. Б., Самарский А. А., Тишкин В. Ф., Тюрина Н. Н., Фаворский А. П. Препринт ИПМ АН № 117. М., 1978.
22. Ферми Э. Научные труды, т. 2. М.: Наука, 1972, с. 490, 493, 498.
23. Гамалий Е. Г., Гасилов В. А., Лебо И. Г., Розанов В. Б., Тишкин В. Ф., Фаворский А. П. Препринт ФИАН № 57. М., 1979.
24. Гуськов С. Ю., Крохин О. Н., Розанов В. Б. Ядерный синтез, 1976, 16, с. 957.