

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

621 [039.61+.378.325]

ЛАЗЕРНЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ**А. М. Прохоров, С. И. Анисимов, П. П. Пашинин**

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	401
2. Простая оценка пороговой энергии	404
3. Учет тепловыделения за счет реакции	405
4. Режим адиабатического сжатия	406
5. Гидродинамическая неустойчивость сжатия мишени	408
6. Механизмы поглощения лазерного излучения в плазме	410
7. Теплопроводность лазерной плазмы	414
8. Численный расчет оболочечных мишеней	416
9. Экспериментальные результаты	419
Цитированная литература	422

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема управляемого термоядерного синтеза (УТС), несомненно, является одной из центральных в современной физике. Ее огромная притягательная сила для ученых связана с возможностью использования неограниченных термоядерных ресурсов энергии на земле — энергии, выделяющейся при слиянии легких атомных ядер и образовании более тяжелых. В качестве топлива здесь в первую очередь будут служить тяжелые изотопы водорода — дейтерий и тритий. Запасы же дейтерия таковы, что их хватит для нужд человечества на миллионы лет даже при очень высоком росте потребления энергии. Но на пути к контролируемому использованию этой энергии природа поставила перед людьми исключительно большие трудности. Дело в том, что реакция синтеза может произойти, если два ядра сближаются на расстоянии порядка их собственного размера 10^{-13} см. Чтобы это сближение произошло, положительно заряженные ядра должны преодолеть взаимное электростатическое отталкивание, т. е. обладать большой энергией. Осуществить это можно, нагрев вещество до очень высокой температуры, когда кинетическая энергия ядер оказывается достаточно большой для преодоления электростатического отталкивания при их столкновениях. В природе такие условия существуют в недрах звезд, и человечество давно использует энергию такого термоядерного реактора в виде потока световой энергии Солнца. Изучив природу этого источника энергии, люди сравнительно быстро осуществили этот процесс на Земле, создав мощнейшее оружие — термоядерную бомбу. Но для осуществления управляемого термоядерного синтеза потребовалось развернуть исключительно широкие фундаментальные исследования в области ядерной физики и физики плазмы, создать уникальные экспериментальные установки и провести огромный объем теоретических работ.

Работы по УТС были начаты 25 лет назад, когда возникли первые идеи об удержании плазмы. Во главе этих исследований стояли выдающиеся советские физики, в первую очередь И. В. Курчатов, обеспечившие широкий масштаб работ и приток талантливой молодежи. Долгие годы успешно руководил работами Л. А. Арцимович, а школа М. А. Леонтовича обеспечивала теоретические проработки проблемы. В нашей стране была предложена идея магнитного удержания и термоизоляции горячей плазмы¹, которая легла в основу развития так называемых стационарных систем, в которых реакция синтеза дейтерия и трития должна протекать в форме медленного «горения». В этом направлении пришлось преодолеть огромные трудности, связанные с гидродинамической неустойчивостью различных равновесных плазменных конфигураций и аномальной диффузией плазмы в магнитном поле. Решительные поиски и разработки позволили накопить большой объем знаний о характере процессов в плазме в таких системах и определить наиболее перспективный путь дальнейших исследований. В настоящее время лидирующее положение заняла советская программа «Токамак», в которой просматриваются реальные пути преодоления основных трудностей стационарных систем². Работы по этой программе ведутся сейчас широким фронтом и стали одним из главных направлений термоядерных исследований также в США, Европе, Японии.

В последние годы все большее значение приобретает принципиально иной путь решения термоядерной проблемы, при котором упомянутые трудности с МГД неустойчивостью и аномальной диффузией не возникают вовсе. Впервые он также был предложен в 50-е годы. Его идея состоит в отказе от магнитной изоляции (и удержания) и проведении реакции синтеза в импульсном режиме, при котором энерговыделение осуществляется в виде повторяющихся взрывов умеренной мощности. Совершенно очевидно, что основная трудность при таком подходе носит чисто количественный характер и состоит в том, чтобы получить заметную степень выгорания термоядерного топлива при сравнительно малой энергии отдельного «микровзрыва». Для этого необходимо на короткое время и в малом объеме вещества создать чрезвычайно высокую плотность энергии. Попытки решить эту проблему в пятидесятые годы обычными электротехническими методами не имели успеха, поэтому импульсный подход долгое время рассматривался как малоперспективный. Ситуация коренным образом изменилась в последнее десятилетие, когда большое развитие получили новые эффективные методы концентрации энергии: мощные лазеры, импульсные сильноточные релятивистские электронные пучки и кумуляционный способ получения мегагауссовых магнитных полей и давлений в миллионы атмосфер. На их основе сформировались новые перспективные направления УТС, которые развиваются весьма интенсивно и где также можно ожидать решения основных физических проблем в ближайшие пять лет.

Работы по получению высокотемпературной плотной плазмы с помощью лазеров ведутся уже свыше десяти лет. В начале шестидесятых годов были проведены оценки и теоретически указано на принципиальную возможность нагревания плазмы до температур порядка 10^7 °К при облучении лазерным излучением мишени из твердого дейтерия^{3,4}. Вскоре после этого в процессе экспериментов по исследованию лазерного пробоя в газах было показано, что таким способом сравнительно легко получается плазма с температурой в несколько сот электрон-вольт и плотностью 10^{20} см⁻³⁵⁻⁷. В конце 60-х годов при воздействии лазером на твердую мишень из дейтерида лития были впервые зарегистрированы нейтроны⁸.

Хотя само по себе нагревание является скорее необходимым условием эффективного инициирования термоядерных реакций, чем достаточным, указанные работы очень сильно стимулировали развитие теоретических и экспериментальных исследований взаимодействия лазерного излучения с плазмой. Наиболее последовательно и успешно они велись в СССР, США, Франции, ФРГ и Японии. Были экспериментально изучены механизмы поглощения света в неоднородной сверхплотной плазме и процессы газодинамического разлета нагреваемого лазером вещества, разработаны полуаналитические теории и методы численного расчета. Это позволило перейти к оценкам условий достижения физического порога выгодной термоядерной реакции, т. е. определения минимальной энергии лазера, необходимой для получения энергии термоядерного выхода, равной энергии лазера. Согласно⁹ для достижения этого порога при облучении частички из смеси равных количеств дейтерия и трития в твердом состоянии необходимая энергия лазера оказалась равной 10^8 дж, что указывало на весьма слабые перспективы реализации простейшей схемы лазерного термоядерного синтеза (ЛТС). В работе¹⁰ была проанализирована идея осуществления теплопроводностного режима нагревания сверхплотной плазмы ультракоротким лазерным импульсом. С точки зрения снижения минимальной пороговой энергии такая схема не давала заметных преимуществ. Для существенного снижения пороговой энергии лазера было предложено^{11, 12} использовать инерционное удержание плотной плазмы цилиндрической тяжелой оболочкой, что обеспечивало только одномерный разлет плазмы. Для снижения потерь на теплопроводность в радиальном направлении в цилиндрическом столбе плазмы предполагалось использовать импульсное продольное магнитное поле «умеренной» величины 10^6 э. В этом варианте необходимая энергия лазера снизилась примерно на полтора порядка, но все еще оставалась слишком высокой. Мы не останавливаемся на целом ряде других расчетов, представление о которых можно составить по обзорам¹³⁻¹⁵.

В начале 70-х годов была высказана весьма плодотворная идея использовать лазерное излучение не только для нагрева мишени, но также и для одновременного сверхсильного сжатия термоядерного горючего в сферической геометрии^{16 *}). Как мы увидим ниже, увеличение плотности термоядерного горючего позволяет существенно снизить пороговую лазерную энергию. Предложив прогаммированный во времени сферически симметричный режим облучения мишени в своих расчетах, авторы работы¹⁶ показали, что, используя реактивную силу разлетающейся горячей плазмы, можно почти адиабатически сжать центральное ядро мишени до плотности в 10^2 — 10^4 раз выше плотности твердого тела и инициировать таким способом термоядерный «микровзрыв» с положительным выходом энергии. Пороговая лазерная энергия в такой схеме снижается на много порядков и лежит в интервале 10^3 — 10^4 дж при длительности импульса 10^{-10} сек, т. е. необходимы мощности до 10^{13} — 10^{14} вт. К этому времени были достигнуты существенные успехи в разработке лазерных систем с импульсами нано- и пикосекундной длительности и высокой направленностью излучения на энергии 10^2 — 10^3 дж. Столь сильное сближение теоретических оценок пороговой энергии лазера и возможностей техники эксперимента качественно изменили направление работ по ЛТС в ряде стран. Развернулось строительство специализированных лазерных установок для проверки физических принципов, заложенных в новую концепцию ЛТС. Резко усилились теоретические

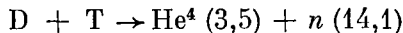
*) Заметим, что идея использовать лазер для сжатия мишени высказывалась и раньше¹⁷. Однако при этом не было проведено достаточно надежных расчетов и работа¹⁷ осталась практически незамеченной.

исследования, направленные на построение адекватных математических моделей лазерного микровзрыва. Этому вопросу в последнее время посвящено большое число работ, содержание которых фактически сводится к вычислению термоядерного выхода при различных условиях и поиску оптимальных конструкций мишени и оптимальных параметров лазерного импульса. Такого рода расчеты очень сложны. Более того, их корректная постановка требует решения целого ряда сложных физических задач и прежде всего задач физики плазмы. Хотя не все эти задачи решены в настоящее время, уже сейчас можно говорить о перспективности ЛТС и его конкурентоспособности с другими направлениями УТС. Конечно, предстоит большой объем экспериментальных исследований по изучению всех физических эффектов, возникающих при лазерном сжатии и разогреве вещества. Экспериментальные трудности при этом связаны не только с исключительно высокими требованиями, которые предъявляются к лазерным системам, но и с тем обстоятельством, что все существенные процессы протекают за времена 10^{-9} — 10^{-12} сек и имеют пространственный масштаб 10^{-2} — 10^{-4} см.

В данной статье мы хотели бы более подробно изложить круг основных физических проблем, которые встают перед исследователями в области ЛТС и осветить пути их решения, как представляются они сегодня.

2. ПРОСТАЯ ОЦЕНКА ПОРОГОВОЙ ЭНЕРГИИ

Для более детального рассмотрения энергетики лазерного термоядерного синтеза начнем с простой модели. По существу, она основана на тех же соображениях, которые обычно используются при выводе известного критерия Лоусона. Рассмотрим однородную частичку из смеси дейтерия с тритием, нагретую до температуры в несколько киловольт. В частичке происходит реакция



(в скобках указаны энергии продуктов реакции в Мэв). В результате реакции в единице объема выделяется энергия

$$dE_{TN} = \varepsilon_0 n_D n_T \langle \sigma v \rangle dt,$$

где ε_0 — энергия, освобождаемая в элементарном акте реакции, $\sigma(v)$ — сечение реакции, а $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по максвелловскому распределению скоростей. Пренебрегаем вначале разогревом частички в процессе реакции. Тогда, считая, что время протекания реакции τ по порядку величины равно времени гидродинамического разлета частички r_0/c_s (r_0 — радиус частички, c_s — скорость звука), и полагая плотности частиц дейтерия и трития $n_D = n_T = n/2$, получим для плотности энергии, выделившейся в результате реакции:

$$E_{TN} \approx \frac{1}{4} \varepsilon_0 n^2 \langle \sigma v \rangle \frac{r_0}{c_s}.$$

Введем энергетический коэффициент усиления G , равный отношению энергии E_{TN} , полученной в результате реакции, к плотности энергии E_L инициирующей реакцию лазерного импульса:

$$G = \frac{E_{TN}}{E_L} = \frac{\varepsilon_0 n \langle \sigma v \rangle r_0 \eta}{12 k c_s T_0}, \quad (1)$$

где через η обозначена доля лазерной энергии, перешедшая при поглощении в тепловую энергию плазмы. Из (1) следует равенство

$$r_0 n = G \eta^{-1} \psi(T_0),$$

причем, как легко убедиться, функция $\psi(T_0)$ имеет при $T_0 \approx 2 \cdot 10^8 \text{K}$ минимум, равный примерно 10^{22} см^{-2} (ϵ_0 принято равным энергии α -частицы). Теперь можно, полагая $r_0 n$ равным своему наименьшему значению, вычислить минимальную лазерную энергию, необходимую для достижения энергетического усиления, равного G . Для E_L получается следующая формула:

$$E_L = G^3 \eta^{-4} \left(\frac{n_s}{n_0} \right)^2 \cdot 10 \text{ (Мдж)}, \quad (2)$$

где n_s — плотность частиц в твердом водороде.

3. УЧЕТ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЯ ЗА СЧЕТ РЕАКЦИИ

Очевидный недостаток написанной оценки состоит в том, что мы не учитывали разогрева плазмы в результате протекающей в ней термоядерной реакции, т. е. считали горение изотермическим. В действительности условия протекания реакции ближе к адиабатическим. Нагревание плазмы за счет тепла, выделяющегося при реакции, будет, очевидно, приводить к самоускорению реакции и увеличению степени выгорания и термоядерного выхода. Мы рассмотрели, по существу, линейную стадию этого процесса, когда термоядерная энергия меньше начальной тепловой энергии плазмы. Чтобы уточнить наше рассмотрение, учтем изменение температуры в процессе реакции. Оно обусловлено торможением α -частиц в реагирующем веществе. Приблизительно можно считать¹⁸, что α -частица с пробегом $l(n, T)$, отдает внутри сферы радиуса r энергию порядка $\epsilon_0 r (r + l)^{-1}$. Тогда уравнение для температуры можно записать в виде

$$3nk\dot{T} = \frac{\epsilon_0 r}{r+l} \langle \sigma v \rangle \frac{n^2}{4} \xi^2, \quad (3)$$

где множитель $\xi = 2n_D/n$ введен для учета выгорания реагирующих ядер.

Размер области, в которой происходит реакция, изменяется с течением времени. Однако для оценки допустимо, как и раньше, пренебречь этим изменением и считать $r = r_0$. Полагая, что торможение α -частиц происходит при взаимодействии с электронами мишени, можно написать следующее выражение для длины пробега α -частиц (детали расчета и область применимости приведены в работе¹⁹):

$$l(n, T) = l_0 T^{3/2} n^{-1}, \\ l_0 = 5 \cdot 10^{10} \text{ (см}^{-2} \text{рад}^{-3/2}\text{)}.$$

Производя в (3) замену переменной по соотношению $dr = -c_s(T) dt$ и выполняя интегрирование, получаем

$$nr_0 = \int_{T_0}^{T_m} \frac{c_s(T) dt}{\langle \sigma v \rangle} F(T, T_0), \quad (4)$$

$$F(T, T_0) = \frac{12k(1 + \beta T^{3/2})}{\{\epsilon_0 - 3k[T - T_0 + 0,4\beta(T^{5/2} - T_0^{5/2})]\}^2},$$

$$\beta = \frac{l_0}{nr_0}.$$

Вычислим теперь E_{TN} . Замечая, что $dE_{\text{TN}} = 3k(1 + l(n, T)/r_0)(\epsilon_\alpha/\epsilon_0) dT$, находим

$$\frac{E_{\text{TN}}}{\eta E_L} = \frac{G}{\eta} = 5 \left[\frac{T_m}{T_0} - 1 + 0,4 \frac{\beta}{T_0} (T_m^{5/2} - T_0^{5/2}) \right]. \quad (5)$$

Далее, используя (4), можно получить выражение для лазерной энергии

$$E_L = \frac{4}{3} \pi r_0^3 \cdot 3nkT_0 \eta^{-1},$$

которое вместе с (5) представляет в параметрическом виде энергию E_L как функцию η , G , T_0 и n . Не останавливаясь на подробном вычислении значений этой функции, отметим, что эффект самоускорения реакции существенно зависит от величины отношения G/η . Для $G/\eta \approx 1$ вычисленная с учетом этого эффекта лазерная энергия практически совпадает с рассчитанной по формуле (2). Однако при $G/\eta \approx 100$ формула (2) дает примерно в сто раз завышенный результат. В самом грубом приближении оценка для лазерной энергии с учетом выгорания может быть записана в виде

$$E_L = 10G^2 \eta^{-3} \left(\frac{n_s}{n_0} \right)^2 \text{ (Мдж)}.$$

Из приведенных оценок можно сделать два вывода. Во-первых, для получения заметного термоядерного выхода в практически разумном диапазоне лазерных энергий и энергий «микровзрыва» необходимо использовать DT-плазму, сжатую до плотностей, во много раз превышающих плотность твердого водорода n_s . Во-вторых, требуемая для иницирования термоядерной реакции лазерная энергия сильно зависит от поглощательной способности плазмы и становится неприемлемо большой при $\eta \ll 1$ даже при наличии сжатия. Таким образом, с практической точки зрения для осуществления лазерного поджига термоядерной реакции необходимо решить две основные задачи: 1) сжать реагирующее вещество до плотности $n \gg n_s$ и 2) обеспечить эффективную передачу энергии от лазерного излучения плазме.

4. РЕЖИМ АДИАБАТИЧЕСКОГО СЖАТИЯ

Рассмотрим сначала вопрос о сжатии. Легко подсчитать, что для сжатия твердого водорода до плотности $10^3 n_s$ при температуре в несколько килоэлектрон-вольт необходимо давление порядка 10^{11} атм. Для получения столь высоких давлений можно в принципе использовать реактивный импульс, возникающий при разлете внешнего, поглощающего слоя лазерной мишени. Здесь имеется, однако, следующая трудность. Хорошо известно, что волна сжатия (в отличие от волны разрежения) всегда за конечное время превращается в ударную волну. Таким образом, при сжатии мишени под действием реактивного импульса в ней должны возникать сильные ударные волны (они действительно наблюдаются на эксперименте^{20, 21}), производящие необратимое нагревание среды, которое, очевидно будет препятствовать ее дальнейшему сжатию. Поэтому для достижения высоких степеней сжатия надо исключить образование сильных ударных волн и сделать процесс по возможности близким к изэнтропическому.

Разумное приближение к изэнтропическому процессу можно получить, как известно^{22, 23}, подбирая соответствующим образом зависимость сжимающего давления от времени (в лазерном эксперименте это сводится к программированию формы лазерного импульса). Именно такой подход рассматривался в работе¹⁶. Другой путь состоит в выборе специального профиля плотности, при котором сильные ударные волны не проходят во внутренние слои мишени²⁴. Весьма эффективным оказывается, в частности, неоднократно обсуждавшееся в последние годы применение многослойных оболочечных мишеней.

Принципиальную возможность осуществления адиабатического сжатия при соответствующем режиме подвода энергии проще всего показать на примере сжатия идеального газа под действием сферического поршня. Рассмотрим автомодельное частное решение уравнений газодинамики, зависящее от переменной $\xi = r/t$ и обладающее сферической симметрией. Легко убедиться, что такое решение описывает адиабатическую волну сжатия, бегущую от поршня к центру симметрии. При определенном законе движения поршня течение остается адиабатическим вплоть до момента полного коллапса, причем степень сжатия может быть сколь угодно большой. Закон движения легко получить, интегрируя уравнение для радиуса поршня $\dot{R} = v(R, t)$, где в правую часть подставлена скорость среды $v(\xi)$, найденная из решения уравнений газодинамики. Асимптотический вид зависимости $R(t)$ приведен в работе ²⁶ *). Его можно найти из качественных соображений, не решая газодинамической задачи.

Рассмотрим предельную стадию сжатия, когда средняя плотность вещества много больше его начальной плотности. Ясно, что характер сжатия на этой стадии не может зависеть от параметров среды в начальный момент. В частности, на этой стадии в задаче отсутствует параметр с размерностью скорости (все скорости много больше начальной скорости звука c_{s0}). Поэтому скорость звука c_s , возрастающая в процессе сжатия, должна быть пропорциональна отношению r/t (координаты выбраны так, что волна «схлопывается» в точку $r = 0$ при $t = 0$). Поскольку при адиабатическом движении скорость звука $c_s = c_s(\rho) \sim \rho^{(\gamma-1)/2}$, отсюда следует, что $\rho \sim (R/t)^{2/(\gamma-1)}$. В то же время из условия сохранения массы имеем $\rho \sim R^{-3}$. Из двух последних соотношений находим закон движения поршня ²⁶ $R \sim t^{\mu/(\mu+3)}$ и зависимость от времени средней плотности и среднего давления:

$$\rho \sim t^{-3\mu/(3+\mu)}, \quad p \sim t^{-3\gamma\mu/(3+\mu)},$$

где $\mu = 2/(\gamma - 1)$. Эти же результаты получаются, разумеется, и из строгого решения модельной гидродинамической задачи ²⁷. С их помощью можно вычислить мощность, затрачиваемую на сжатие. Предполагая далее, что в течение всего процесса сжатия эта мощность составляет постоянную долю от всей подводимой лазерной мощности, мы получим оценку для зависимости потока излучения от времени:

$$\dot{Q} = p\dot{R}R^2 \sim t^{-(9+\mu)/(3+\mu)}. \quad (6)$$

В случае сферически симметричного сжатия идеального газа с $\gamma = 5/3$ из формулы (6) следует зависимость $\dot{Q} \sim t^{-2}$, практически совпадающая с той, которая получается в результате численной оптимизации режима сжатия ¹⁶.

Детальное исследование гидродинамики сжатия удастся провести и в более сложных случаях. В частности, удастся получить автомодельные решения, аналогичные описанным выше, в случае, когда начальная плотность распределена по степенному закону. Для этого же случая подробно исследованы течения со сходящимися сферическими ударными волнами ²⁸. Особый интерес в связи с лазерным термоядерным синтезом представляет задача о «схлопывании» полой сферической оболочки. Подробное исследование этой задачи изложено в работе ²⁹.

*) Отметим, что одно из первых упоминаний о плоских центрированных волнах сжатия имеется в монографии Куранта и Фридрихса ²². Рассматриваемое здесь решение формально можно получить как обращение во времени известного решения Зельдовича для течения за сферическим фронтом детонации ²⁵.

Интересные частные решения уравнений газодинамики, описывающие адиабатическое сжатие конечной массы газа с неоднородным распределением плотности, изучались в работах ³⁰⁻³³. Из них также следует оптимальная форма лазерного импульса, близкая к найденной в результате численных расчетов.

5. ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СЖАТИЯ МИШЕНИ

Очевидно, что рассмотренная выше модель, равно как и многие, другие аналитические или полуаналитические модели, является слишком упрощенной и не годится для количественных расчетов лазерного сжатия. Тем не менее следует отметить, что многие существенные особенности динамики реального сжатия удается правильно описать в рамках простейшей модели сжатия под действием сферического поршня. Прежде всего, как мы видели, это относится к режиму подвода энергии, обеспечивающему адиабатическое сжатие. Здесь численный расчет и простейшие оценки дают примерно одинаковый результат. Более детальное сопоставление одной из моделей с результатами численного счета, выполненное в статье ³², показывает, что модельное решение достаточно правильно описывает движение вещества в центральной сжатой области лазерной мишени.

Другой важнейшей особенностью процесса сжатия, также предсказываемой на основе анализа простых моделей, является возможность развития гидродинамических неустойчивостей, ведущих к нарушению оптимального режима сжатия. Анализ показывает, что при сжатии возникают гидродинамические неустойчивости двух типов. Первый тип связан с ростом одномерных возмущений, обладающих той же симметрией, что и основное движение. Примеры такой неустойчивости описаны в работах ^{28, 34}. К этому типу относится, в частности, неустойчивость, приводящая к смещению точки коллапса. Соответствующие возмущения гидродинамических переменных растут в линейном приближении как t^{-1} . Численные расчеты показывают, что одномерная неустойчивость не вызывает качественной перестройки процесса сжатия. Значительно более опасной оказывается неустойчивость другого типа, ведущая к нарушению сферической симметрии сжатия. Эта неустойчивость называется в гидродинамике рэлей-тейлоровской. Простейшим ее случаем является неустойчивость границы двух сред с разной плотностью в поле тяжести ^{35, 36}. Если более тяжелая жидкость находится внизу, то малые возмущения поверхности раздела представляют собой гравитационные волны с законом дисперсии $\omega = \sqrt{gk}$ (g — ускорение силы тяжести). Противоположный случай, когда тяжелая жидкость находится сверху, соответствует изменению знака g ; поверхность при этом становится неустойчивой, ее возмущения экспоненциально нарастают с инкрементом, пропорциональным g . При лазерном сжатии роль поля тяжести играет ускорение вещества, вызванное градиентом давления, а роль поверхности раздела сред — несколько условная граница между плотным ядром и разреженной короной лазерной мишени. Сжатие оказывается неустойчивым в случае, когда ускорение направлено в ту же сторону, что и градиент плотности. В реальной ситуации на развитие неустойчивости существенное влияние оказывают сжимаемость, вязкость и теплопроводность плазмы, нестационарность ускорения и наличие потока вещества через границу плотного ядра мишени. Все эти факторы в той или иной мере учитывались в работах ³⁷⁻⁴⁰ при линейном анализе тейлоровской неустойчивости. Характер роста возмущений сильно зависит от длины волны (или номера сферической гармоники). Самые длинноволновые возмущения, длина волны которых соиз-

мерима с радиусом мишени, существенно нарастают за время порядка полного времени сжатия. Используя оценку работы³⁵, можно показать, что амплитуда возмущения, переводящего сферу в эллипсоид (вторая сферическая гармоника), при изменении средней плотности в m раз возрастает примерно в \sqrt{m} раз. Таким образом, при достаточно малой начальной амплитуде длинноволновые возмущения не представляют серьезной опасности для процесса сжатия. Наиболее быстрорастущие коротковолновые возмущения также не вызывают существенных нарушений режима сжатия, поскольку они стабилизируются за счет диссипативных эффектов и конечной толщины переходной области между ядром и короной. Поэтому в случае однородных мишеней наиболее серьезная проблема возникает в связи с возмущениями, длина волны которых лежит в промежутке между размером ядра и толщиной переходного слоя. Имеется ряд работ, в которых развитие рэлей-тейлоровской неустойчивости исследуется путем численного решения двумерных гидродинамических уравнений^{41,42}. Хотя в такой постановке удастся рассмотреть только рост возмущений, не зависящих от азимутального угла, указанные расчеты дают определенное представление о влиянии неустойчивости на процессы в лазерной мишени и в конечном счете на термоядерный выход. Большинство авторов считает, что гидродинамическая неустойчивость весьма существенно снижает энергетический коэффициент усиления простых мишеней и накладывает весьма жесткие требования на сферичность их формы в начальный момент и равномерность облучения. Экспериментальные исследования тейлоровской неустойчивости при лазерном сжатии пока не проведены, поэтому в настоящее время трудно судить о правильности такой точки зрения.

В последние годы основное внимание многих исследователей привлекают сложные оболочечные мишени, поскольку использование тяжелых оболочек позволяет значительно смягчить требования, предъявляемые к временной форме лазерных импульсов. Легко понять, однако, что для оболочечных мишеней вопрос о рэлей-тейлоровской неустойчивости приобретает особую остроту, поскольку в таких мишенях с самого начала имеются резкие градиенты плотности. На начальной стадии сжатия оболочка ускоряется внутрь за счет импульса отдачи со стороны испаренного материала. Такое ускорение ведет к развитию неустойчивости на внешней стороне оболочки. Вблизи максимума сжатия происходит резкое торможение ускоренной тяжелой оболочки, при котором неустойчивость развивается на границе между оболочкой и термоядерным горючим. Обе стадии неустойчивости оказывают существенное влияние на динамику сжатия и термоядерный выход. Некоторое представление о неустойчивом сжатии тонких оболочек можно получить из исследования движения оболочек нулевой толщины под действием внешнего давления. Такое исследование⁴³ показывает, что всегда существуют возмущения, развитие которых ведет к разрушению оболочки за время, меньшее времени схлопывания.

Достаточно широкий класс возмущений, нарушающих симметрию сжатия тяжелой сферической оболочки, был изучен численными методами в работе⁴¹. В этой работе показано, что эффекты неустойчивости весьма существенно ограничивают энергетический коэффициент усиления оболочечных мишеней и был предложен один из возможных путей достижения стабильного сжатия, состоящий в замене непрерывного лазерного импульса серией ультракоротких импульсов с нарастающей амплитудой. Нетрудно видеть, что при этом за время действия отдельного импульса амплитуда «опасных» возмущений не успевает существенно возрасти, поэтому весь процесс оказывается более устойчивым.

Интересным проявлением мелкомасштабной рэлей-тейлоровской неустойчивости является турбулентное перемешивание двух сред, разделенных неустойчивой границей. Нелинейная стадия неустойчивости может быть описана в этом случае как взаимная диффузия сред, приводящая к выравниванию градиента плотности. Основанная на таких представлениях теория турбулентного перемешивания была развита в работе ⁴⁵, где был вычислен соответствующий коэффициент диффузии. Попытка учесть турбулентное перемешивание в гидродинамической задаче о сжатии лазерной мишени была сделана в работе ⁴⁶. Введение в численный расчет эффектов турбулентного перемешивания привело к значительному изменению интегральных характеристик процессов сжатия: снижению плотности, уменьшению термоядерного выхода и изменению характеристик рентгеновского излучения мишени.

Резюмируя, можно сказать, что вопрос о влиянии рэлей-тейлоровской неустойчивости на процессы в лазерных мишенях безусловно является одним из важнейших. Оценки и численные расчеты показывают, что неустойчивость существенно влияет на работу мишени. Однако количественные результаты, полученные к настоящему времени, нуждаются в дальнейшем уточнении.

6. МЕХАНИЗМЫ ПОГЛОЩЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕ

Перейдем теперь к другому весьма важному и специфическому для ЛТС вопросу — вопросу о поглощении лазерного излучения в плазменной короне.

Когда интенсивность лазерного излучения не слишком высока, поглощение света в плазме обусловлено кулоновскими столкновениями частиц. Поглощаемая мощность пропорциональна частоте электрон-ионных столкновений ν_{ei} , которая с ростом электронной температуры падает как $T_e^{-3/2}$ ⁴⁷. Поэтому при достаточно высоких температурах обычный столкновительный механизм поглощения становится малоэффективным.

Как известно ⁴⁸, плоская электромагнитная волна, падающая нормально на неоднородный слой плазмы, испытывает отражение в точке, где частота волны равна локальному значению электронной плазменной частоты $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_e / m}$. Для излучения неодимового лазера соответствующее критическое значение электронной плотности равно $n_c = 10^{21}$ см⁻³; поглощение света происходит лишь в области, где $n_e \leq n_c$. Локальный коэффициент поглощения при умеренных интенсивностях можно представить в виде ⁴⁸

$$\kappa = \frac{\omega_p^2 \nu_{ei}}{c\omega^2 \sqrt{1 - (\omega_p^2/\omega^2)}}.$$

Оптическая толщина плоского плазменного слоя равна

$$\Lambda = 2 \int_{-\infty}^{x_0} \frac{\omega_p(x) \nu_{ei}(x) dx}{c\omega^2 \sqrt{1 - (\omega_p^2(x)/\omega^2)}}, \quad (7)$$

где x_0 — точка, в которой локальная плазменная частота равна частоте света $\omega_p(x_0) = \omega$. Легко видеть, что основной вклад в интеграл (7) вносит окрестность точки x_0 . Разлагая $\omega_p^2(x)$ и $\nu_{ei}(x)$ в ряды вблизи точки x_0 и выполняя интегрирование, получаем

$$\Lambda \approx \frac{2L\nu_{ei}}{c},$$

где $L = (d \ln n_e/dx)^{-1}$ и значения L и v_{ei} взяты в точке x_0 . Поток излучения, поглощенный в плазме, равен, очевидно, $\dot{Q}_0 (1 - e^{-\Lambda})$, где \dot{Q}_0 — падающий поток.

Для грубой оценки температуры плазмы предположим, что все излучение поглощается вблизи точки, где плотность равна критической. Приравняв поглощенный поток излучения гидродинамическому потоку энергии в точке x_0 , получим оценку

$$T_e \approx 1,3 \cdot 10^{12} A^{1/3} \left[\frac{Z \dot{Q}_0 (1 - e^{-\Lambda})}{n_c (Z + 1)} \right]^{2/3}, \tag{8}$$

где Z — заряд и A — массовое число ионов. Подставляя (8) в выражение для частоты столкновений, получим уравнение для Λ

$$\Lambda (1 - e^{-\Lambda}) = \frac{\dot{Q}_0^*}{\dot{Q}_0}, \quad Q_0^* = \frac{5 \cdot 10^{15} L (Z + 1)}{\sqrt{A}}.$$

Поглощательная способность плазмы зависит, таким образом, от соотношения между \dot{Q}_0 и \dot{Q}_0^* . При $\dot{Q}_0 \ll \dot{Q}_0^*$ (что для DT-смеси и $L \approx 100$ мкм соответствует $\dot{Q}_0 \ll 10^{14}$ вт/см²) $\Lambda \approx \dot{Q}_0^*/\dot{Q}_0 \gg 1$, т.е. излучение практически полностью поглощается в результате кулоновских столкновений между электронами и ионами. Если же, напротив, $\dot{Q}_0 \gg \dot{Q}_0^*$, то $\Lambda \approx \sqrt{\dot{Q}_0^*/\dot{Q}_0} < 1$ и имеет место заметное отражение света.

Приведенная оценка носит качественный характер. Более точный результат можно получить из численных гидродинамических расчетов. На рис. 1 в качестве примера показана зависимость оптической толщины и поглощательной способности плоского слоя DT-плазмы от интенсивности лазерного излучения (лазер на неодиме, длительность импульса 1 нсек, учтены только кулоновские столкновения). Из приведенного рассмотрения следует, что при интенсивностях порядка 10^{15} — 10^{16} вт/см² обычный механизм тормозного поглощения становится неэффективным из-за резкого уменьшения частоты электрон-ионных столкновений.

Следует отметить, однако, что с уменьшением частоты столкновений уменьшается затухание и создаются благоприятные условия для возбуждения плазменных волн. Таким образом, именно в той области лазерных интенсивностей, где перестает работать столкновительное поглощение, должен играть роль коллективный механизм поглощения, связанный с возбуждением волн в плазме. Этот механизм, как показывают исследования последних лет, оказывается весьма важным для всей проблемы ЛТС. Рассмотрим коллективный механизм поглощения несколько более подробно. Известно^{49, 50}, что плазма в поле сильной электромагнитной волны неустойчива. Эта неустойчивость проявляется в виде самопроизвольного нарастания амплитуд плазменных волн с волновыми векторами \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 , удовлетворяющими условию $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_0$, где \mathbf{k}_0 есть волновой

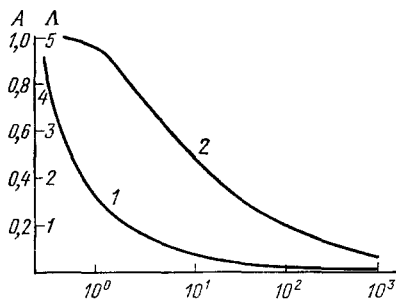


Рис. 1. Зависимость оптической толщины Λ (1) и поглощательной способности плоского слоя DT-плазмы A (2) от интенсивности лазерного излучения (в ед. \dot{Q}_0/\dot{Q}_0^*).
Длина волны $\lambda = 1,06$ мкм, длительность импульса $\tau = 1$ нсек.

вектор электромагнитной волны накачки. Частоты возбуждаемых волн связаны условием параметрического резонанса. В частности, если амплитуда накачки относительно невелика, в основном генерируются волны, частоты которых $\omega_1 + \omega_2 = \omega_0$ (ω_0 — частота волны накачки). В этом случае соотношения для ω и \mathbf{k} можно интерпретировать как законы сохранения энергии и импульса при распаде исходной электромагнитной волны на две плазменные. При больших амплитудах волны накачки вблизи ω_0 образуется зона допустимых значений $\omega_1 + \omega_2$.

Практический интерес для задач ЛТС представляют два варианта параметрической неустойчивости. В области, где электронная плотность близка к критической n_c , возможен распад исходной электромагнитной волны на ленгмюровскую и ионно-звуковую: $\omega_0 = \omega_p + \omega_s$, $\mathbf{k}_p \approx -\mathbf{k}_s$ (так как $k_0 \ll k_p$ при $\omega_0 \approx \omega_p$). Второй процесс происходит в окрестности точки, где электронная плотность $n_e \approx n_c/4$ и состоит в распаде электромагнитной волны на две ленгмюровские с близкими частотами $\omega_{p1} \approx \omega_{p2} \approx \omega_0/2$ и волновыми векторами $\mathbf{k}_{p1} \approx -\mathbf{k}_{p2}$. Оба описанных процесса приводят к превращению энергии падающей электромагнитной волны в энергию плазменных колебаний. Они аналогичны обычным процессам поглощения света, поскольку возникающие при распадах плазменные волны не выходят наружу и их энергия в конечном счете превращается в энергию частиц.

Обсуждаемые процессы параметрического возбуждения волн происходят при том условии, что амплитуда волны накачки превышает некоторый порог. Наличие порога связано с затуханием возбуждаемых волн. Вычисление порогов основных неустойчивостей проводилось многими авторами; сводку результатов можно найти в работах ^{18, 49, 50}. Для распада электромагнитной волны на ленгмюровскую и ионно-звуковую в неизотермической плазме с $T_e \gg T_i$ линейная теория дает следующее пороговое значение лазерной интенсивности:

$$\dot{Q}_t = \frac{2cn_e k T_e v_s v_p}{\omega_s \omega_p},$$

где v_s, v_p — декременты затухания возбуждаемых волн. При малом превышении порога инкремент неустойчивости линейно растет с интенсивностью:

$$\gamma_n = \frac{1}{2} \frac{v_s v_p}{v_s + v_p} \left(\frac{\dot{Q}}{\dot{Q}_t} - 1 \right).$$

Качественно аналогичная ситуация возникает и при распаде исходной электромагнитной волны на две ленгмюровские, происходящем при плотности $n_e \approx n_c/4$. В этом случае существенно, однако, что инкремент неустойчивости зависит от направления волновых векторов возбуждаемых волн относительно волнового вектора электромагнитной волны накачки и обращается в нуль (для пространственно однородной электронной плотности) при $k_0 \rightarrow 0$. Формулы для порога и инкремента, а также анализ нелинейного развития неустойчивости приведены в работе ⁵¹.

Следует отметить, что, кроме рассмотренных неустойчивостей, приводящих к генерации плазменных волн и поглощению света, возможны также неустойчивости типа стимулированного рассеяния, приводящие, вообще говоря, к потерям энергии. В области с плотностью $n_e < n_c$ такого рода процессом является вынужденное рассеяние Мандельштама — Бриллюэна $\omega_0 \rightarrow \omega'_0 + \omega_s$, представляющее собой распад исходной электромагнитной волны на ионно-звуковую ω_s и рассеянную электромагнитную ω'_0 волны. При этом происходит сдвиг частоты порядка $c_s k_0$,

где c_s — скорость звука. Порог этого процесса близок к порогу распада фотона на плазмон и фонон.

Другим процессом рассеяния, происходящим при плотностях $n_e \ll n_c/4$, является вынужденное комбинационное рассеяние лазерного излучения, сопровождающееся генерацией плазмонов с частотой $\omega_p \ll \omega_0/2$. Порог этого процесса по порядку величины близок к порогу двухплазмонного распада фотона.

До сих пор мы обсуждали только пороговые условия и поведение неустойчивостей в окрестности порога. Гораздо более сложным и практически более важным является вопрос о нелинейном развитии параметрической неустойчивости и механизмах насыщения, определяющих уровень турбулентности и аномальную частоту столкновений. Этому вопросу посвящено много работ (см. ⁴⁹⁻⁵⁷), причем наряду с аналитическими методами широко используются методы численного моделирования плазмы ⁵⁴⁻⁵⁷. Наиболее подробно изучена неустойчивость, связанная с распадом волны накачки на ленгмюровскую и ионно-звуковую. В работе ⁵⁷ выполнено одномерное численное моделирование такого распада в случае сильной накачки. В качестве механизма насыщения авторы ⁵⁷ рассматривают захват электронов в неустойчивых плазменных волнах. Аналогичная задача решалась в работах ^{54, 55}. Найденные в работах ⁵⁴⁻⁵⁷ аномальные частоты столкновений в пределе сильных полей оказываются порядка $2\omega_{pi}$. В статье ⁵⁸ также в одномерной постановке был изучен случай слабой накачки. Спектр плазменных волн и энергетическое распределение электронов в этом случае оказываются существенно иными, чем при сильной накачке. Авторы ⁵⁸ нашли, что скорость передачи энергии электронами от поля накачки и форма «хвостов» электронной функции распределения находятся в согласии с предсказаниями квазилинейной теории.

В работах ^{55, 59} одномерное численное моделирование параметрической неустойчивости выполнено с учетом кулоновских столкновений в БГК модели. Кулоновские столкновения играют важную роль при малых амплитудах поля накачки. В сильных полях накачки нагревание электронов в основном обусловлено их взаимодействием с плазменными волнами, для описания которого обычно вводят «аномальную» частоту столкновений. В этом случае учет кулоновских столкновений позволяет более обоснованно использовать результаты одномерного моделирования при расчетах аномальной частоты столкновений в реальной трехмерной плазме.

Аномальное поглощение электромагнитных волн, связанное с параметрической неустойчивостью, наблюдалось экспериментально в радиочастотном ^{60, 61} и инфракрасном ⁶² диапазоне. Результаты некоторых экспериментов по отражению мощных лазерных импульсов от плазмы ^{63, 64} также согласуются с предположением о механизме поглощения, связанном с генерацией плазменных волн.

При анализе аномального поглощения света, обусловленного параметрической неустойчивостью, возникает серьезная проблема, касающаяся механизмов диссипации энергии плазменных волн. Не останавливаясь на деталях работ, в которых изучается эта проблема (см. ^{65, 66}), отметим, что передача энергии от волн частицам сопровождается образованием группы быстрых электронов со средней энергией, на порядок и более превышающей среднюю тепловую энергию основной группы электронов. Этот эффект может оказать заметное влияние на степень сжатия ядра лазерной мишени, поскольку быстрые электроны с большой длиной пробега будут нагревать ядро, повышая давление без увеличения плотности. Анализ влияния быстрых электронов на процесс сжатия посвящена работа ⁶⁷.

Отметим в заключение, что, помимо отмеченных выше «отражательных» неустойчивостей при плотностях потока лазерного излучения порядка $10^{15}—10^{16}$ вт/см^2 для длины волны 1 $\mu\text{м}$ и малых градиентах плотности в короне, заметное отражение лазерного излучения может возникать за счет эффекта вынужденного комптоновского рассеяния^{68, 69}.

7. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

В процессах лазерного нагрева и сжатия термоядерной плазмы важнейшая роль принадлежит теплопроводности. Дело в том, что для излучения всех существующих в настоящее время мощных лазеров критическая электронная плотность на много порядков меньше плотности в ядре мишени, поэтому передача энергии от зоны поглощения к границе ядра мишени целиком обусловлена механизмом теплопроводности. Для достижения высоких степеней сжатия необходимо, как уже говорилось, чтобы вещество впереди волны сжатия оставалось достаточно холодным. Это означает, что тепловая волна, бегущая по веществу, не должна обгонять волну сжатия, т. е. режим распространения тепловой волны должен быть дозвуковым. Такая тепловая волна действует подобно поршню: излучаемые ею звуковые возмущения формируют волну сжатия.

Правильный учет электронной теплопроводности, важный с точки зрения выбора оптимального режима при численных расчетах лазерного сжатия, встречается с некоторыми трудностями. Ввиду малых размеров мишеней и высоких электронных температур пробеги электронов в практически интересных случаях часто оказываются одного порядка с размерами короны и обычное представление теплового потока в виде произведения градиента температуры на коэффициент теплопроводности становится неверным. Можно показать, что для электронной теплопроводности отклонения от закона Фурье должны возникнуть даже до того, как длина пробега электронов станет одного порядка с характерным масштабом задачи. Действительно, тепловой поток между двумя точками с различными температурами не должен превышать потока энергии в вакуум, соответствующего большей из температур $q_{\text{max}} \approx n_e v_e k T_e$, где v_e — средняя тепловая скорость электронов. Легко убедиться, что поток, даваемый законом Фурье, сравнивается с вакуумным потоком q_{max} , как раз когда длина пробега электрона становится одного порядка с характерным размером задачи.

Отсюда вытекает простая схема описания теплопроводности при больших градиентах температуры, часто используемая при численных расчетах: тепловой поток считается пропорциональным градиенту температуры при малых градиентах и полагается равным потоку энергии в вакуум, если градиенты велики. Для описания промежуточной ситуации иногда бывает удобно ввести интерполяционную формулу. Использовалась, например, формула типа

$$q^{-1} = q_c^{-1} + q_m^{-1},$$

$$q_c = -\chi(T_e) \nabla T_e, \quad q_m = \alpha n_e (k T_e)^{3/2} m_e^{-1/2}.$$

Безразмерный параметр α по сказанному выше должен быть порядка единицы. В этих рассуждениях не была учтена, однако, существенная особенность переноса энергии электронами, состоящая в следующем. Уход быстрых электронов из областей с повышенной температурой создает в этих областях избыточный положительный заряд, что ведет в свою очередь к возникновению компенсирующего тока холодных электронов к областям с высокой температурой. Возникающая ситуация встречается во многих других задачах кинетики плазмы. Известно, что при наличии

компенсирующего тока возможна неустойчивость, сопровождающаяся генерацией плазменных волн. Взаимодействие электронов с флуктуационным электрическим полем волн может в свою очередь привести к уменьшению теплового потока.

Теплопроводность разреженной плазмы при больших градиентах температуры рассматривалась в работе ⁷⁰. Было показано, что при градиентах температуры, которым соответствуют потоки $q_c > q_m$ с $\alpha \approx 0,1$, плазма становится неустойчивой относительно возбуждения ионно-звуковых колебаний. Таким образом, отклонения от классического закона Фурье должны иметь место при тепловых потоках, во много раз меньших, чем поток энергии в вакуум.

Расчет электронного теплового потока при градиентах, превышающих порог неустойчивости, был сделан в работе ⁷¹. В этой работе рассмотрен случай, когда характерный масштаб температурной неоднородности много больше длины пробега электронов, обусловленной рассеянием на плазменных колебаниях. В случае сильной неизотермичности $T_e \gg T_i$ для теплового потока получается формула

$$q = n_e k T_e v_e \left[\frac{v_{ei}}{\omega_{pe}} \left(\frac{M T_e}{m T_i} \right)^{1/2} \right]^{4/5} \approx \sqrt{\frac{n}{M}} n_e v_e k T_e.$$

Таким образом, при больших температурных градиентах тепловой поток оказывается не зависящим от температуры и в $\sqrt{m/M}$ меньше, чем поток энергии в вакуум. Рассчитанная с учетом этого обстоятельства температура плазменной короны равна ⁷¹

$$k T_e \approx m c^2 \left(\frac{\dot{Q}}{n_e m_e c^3} \right)^{2/3}.$$

Имеются прямые экспериментальные указания на то, что описанная ситуация, по-видимому, действительно имеет место при взаимодействии лазерного излучения с плазмой. В работе ⁷² проводилось сравнение спектров рентгеновского излучения и некоторых других характеристик лазерной плазмы, измеренных экспериментально и рассчитанных по одномерной гидродинамической модели. Теплопроводность записывалась с учетом ограничения по потоку, причем максимальный поток принимался равным q_m и параметр α варьировался для достижения наилучшего согласия расчета с экспериментом. В работе ⁷² получено значение $\alpha \approx 0,03$, что хорошо согласуется с расчетами ⁷¹.

Следует отметить, однако, что в принципе возможны и иные объяснения экспериментальных результатов, полученных в ⁷². В частности, уменьшение теплопроводности можно связать с генерацией спонтанных магнитных полей при расширении плазмы. Впервые такие поля наблюдались в работе ⁷³ при сравнительно низких интенсивностях лазерного излучения. Затем в работах ^{74, 75} было проведено более детальное экспериментальное изучение генерации магнитных полей и предложен механизм, объясняющий их возникновение. Выяснилось, что в условиях лазерных экспериментов основной механизм состоит в возникновении тока, вызванного непараллельностью градиентов плотности и температуры в плазме. Оценка для величины индукции имеет вид

$$B \approx \frac{c \tau k}{en} [\nabla T \nabla n]. \tag{9}$$

Если в качестве характерного размера принять масштаб основного движения плазмы, $h \approx 10^{-2}$ см, то для интенсивностей $\dot{Q} \approx 10^{15}$ вт/см² получаем значения напряженности поля порядка 1 Мгс. Такая величина напряженности согласуется с экспериментальными наблюдениями ⁷⁴⁻⁷⁶.

Однако при этом остается несколько неопределенным вопрос о пространственном распределении поля. В большинстве расчетов предполагается, что масштаб поля совпадает с основным гидродинамическим масштабом. Возможно, однако, что в расширяющейся плазме существуют области меньшего масштаба с разным направлением поля.

Магнитные поля с напряженностью порядка мегагаусс оказывают незначительное влияние на гидродинамику. В то же время такие поля существенно изменяют теплопроводность плазмы. Учет этого эффекта был сделан в работе ⁷⁷. Было показано, что рентгеновский спектр, рассчитанный по двумерной гидродинамической модели с учетом генерации магнитных полей, согласуется с экспериментом без предположения о малости предельного теплового потока.

По-видимому, определенную роль в уменьшении теплопроводности плазмы играют оба упомянутые выше фактора. Различие в одномерных и двумерных расчетах одного и того же процесса можно рассматривать как указание на то, что в одномерных расчетах необходимо пользоваться некоторыми эффективными значениями коэффициентов переноса.

8. ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ОБОЛОЧЕЧНЫХ МИШЕНЕЙ

Для получения количественной информации о процессах в лазерных мишенях и оптимизации лазерных термоядерных экспериментов необходимы подробные численные расчеты, основанные на возможно более близких к реальности моделях. Препятствием к построению хороших моделей является чрезвычайная сложность изучаемых явлений и связанная с нею трудоемкость численных расчетов. Значительные трудности в рамках численного моделирования представляют, например, исследование динамики сжатия в реальной трехмерной постановке, корректный учет турбулентного перемешивания при движении многослойных оболочек, кинетическое описание эволюции короны и зоны теплопроводности, где пробеги частиц могут быть одного порядка с характерным пространственным размером, корректное описание плазменной турбулентности в зоне поглощения света. Все проводившиеся до сих пор расчеты сжатия основаны на гидродинамических моделях. В наиболее сложных вариантах таких моделей учитываются двумерное нестационарное движение многокомпонентной квазинейтральной плазмы, перенос энергии теплопроводностью, излучением и быстрыми частицами, поглощение и рассеяние лазерного излучения, термоядерное энерговыделение, генерация спонтанных магнитных полей, вязкая диссипация. Гораздо чаще, однако, используется одномерный подход и не учитываются многие из перечисленных процессов. Расчеты по упрощенным моделям, как правило, дают более высокие значения степени сжатия и термоядерного выхода ⁴¹.

Обсудим некоторые результаты численных расчетов. Начнем с расчетов динамики сжатия. На рис. 2 приведено полученное из одномерного гидродинамического расчета распределение плотности и температуры в последовательные моменты сжатия простой сферической оболочки ⁷⁸. Расчет выполнен для DT-оболочки с начальным радиусом 0,54 мм и массой 7,5 мкг, облучаемой программированным лазерным импульсом с энергией 5,3 кдж. Из расчетов следует, что термоядерный выход очень сильно зависит от скорости ввода энергии в плазму. Например, для случая, показанного на рис. 2, максимальный коэффициент усиления по энергии, близкий к 10, достигается при начальной мощности лазерного импульса $\dot{E}_0 = 6 \cdot 10^8$ вт. При изменении величины начальной мощности коэффициент усиления для мишени заданной массы резко падает даже для оптимальной формы импульса $\dot{E} \simeq \dot{E}_0 [1 - (t/t_0)]^{-2}$. Таким образом, в случае

простых оболочек имеется значительная чувствительность величины термоядерного выхода к режиму сжатия.

Значительными преимуществами в этом отношении обладают сложные многослойные мишени, исследованию которых в последние годы уделяется большое внимание. Основными компонентами сложной мишени являются оболочка из термоядерного горючего (DT), тяжелая оболочка

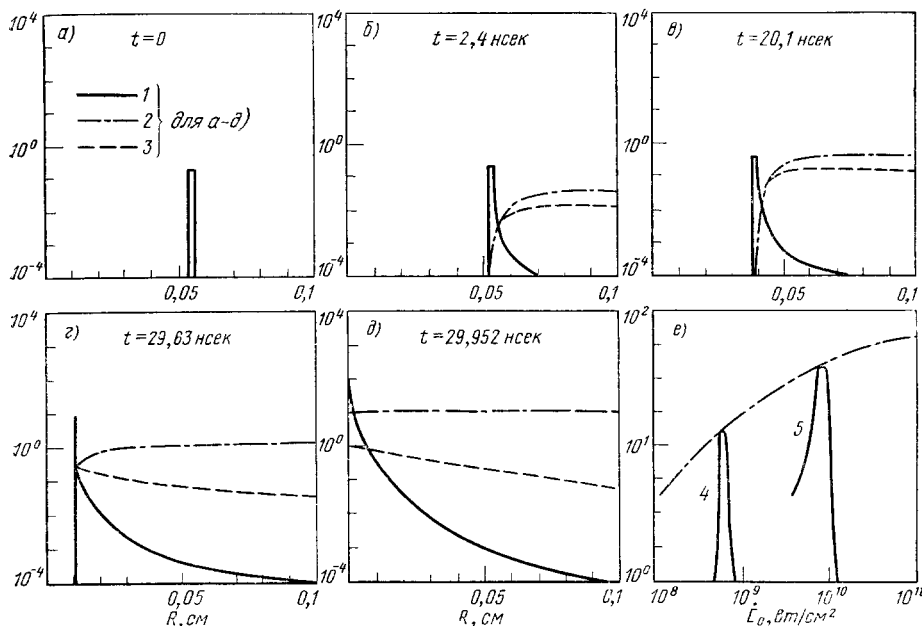


Рис. 2. Распределение плотности и температуры в последовательные моменты сжатия тонкой оболочки из твердого DT.

Масса мишени 7,5 мкг, энергия в импульсе 5,3 кдж. а—в) распределение, $\rho(R)$ (1), $T_e(R)$ (2), $T_i(R)$ (3); г) зависимость коэффициента умножения по энергии G от величины начальной мощности E_0 импульса оптимальной формы для: $E_L = 5,3$ кдж, $M=7,5$ мкг (4) и $E_L = 43$ кдж, $M = 60$ мкг (5).

из материала с большим Z (например, Au, U) и абляционный слой из материала со сравнительно малым Z (Be, полиэтилен).

Применение тяжелой оболочки с большим Z обеспечивает, прежде всего, экранирование термоядерного горючего от нагревания электронной теплопроводностью и быстрыми частицами, что позволяет приблизить режим сжатия термоядерного горючего к адиабатическому. Очень важно с практической точки зрения, что при этом существенно ослабляются требования к форме лазерного импульса. Использование тонких оболочек ($\Delta R/R \ll 1$) из тяжелого вещества дает возможность аккумулировать кинетическую энергию в течение достаточно длительного времени и использовать, таким образом, длинные лазерные импульсы сравнительно малой интенсивности⁷⁹. Это обстоятельство также облегчает решение целого ряда технических проблем при постановке эксперимента. Ряд дополнительных преимуществ можно получить, используя сложную систему оболочек различной плотности, как это было предложено в работе²⁴.

Результаты расчетов и оптимизации оболочечных мишеней сообщаются в работах^{38, 78-82}. Распределение плотности в процессе сжатия трехслойной оболочки показано на рис. 3. (Расчет из работы³⁸: начальный радиус оболочки 0,5 мм, масса 10 мкг, лазерный импульс с гауссовым профилем, энергия 100 кдж, полуширина 3,5 нсек.) Мы видим, что, несмотря

на далекую от оптимальной форму лазерного импульса, применение тяжелой оболочки позволяет достичь весьма высоких степеней сжатия.

Обсудим более подробно вопрос об энергетике сложных мишеней. Для термоядерного горения в условиях инерционного удержания аналогом критерия Лоусона $n\tau$ является произведение ρR или, точнее, интеграл $\mu' = \int_0^R \rho dR$, который определяет степень выгорания DT-смеси, потери

α -частиц и энергетический коэффициент усиления. Анализ численных расчетов показывает, что для однородных мишеней степень выгорания

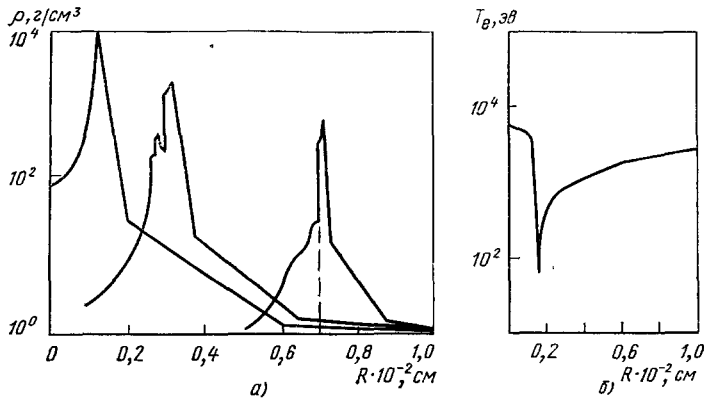


Рис. 3. а) Распределение плотности в процессе сжатия трехслойной оболочечной мишени (слой твердого DT, слой материала с большим Z , слой материала с малым Z , начальный радиус мишени 0,5 мм, масса 10 мкг, лазерный импульс гауссовой формы шириной 3,5 нсек с энергией 100 кдж); б) распределение температуры в момент коллапса оболочки.

равна $\varphi \approx [(6/\mu') + 1]^{-1}$, а термоядерный выход дается простой формулой $E_{TN} \approx 330 M\varphi$ (энергия в кдж, M — масса DT-смеси в мкг). На стадии горения, как и на стадии сжатия, тяжелая оболочка обеспечивает ряд дополнительных преимуществ по сравнению с однородной мишенью. Основной эффект состоит в том, что неиспаренная часть оболочки, сохранившаяся к моменту зажигания термоядерной реакции, вследствие своей инерции задерживает разлет горючего и способствует увеличению степени выгорания. Термоядерное горение мишеней с тяжелой оболочкой подробно изучалось в работе ⁸⁰, где было показано, что для достаточно тонких оболочек степень выгорания можно оценивать по простой формуле, полученной для однородных мишеней, однако под μ' следует теперь понимать сумму интегралов, взятых по областям, занятым горючим и оболочкой. Для примера, приведенного на рис. 3, интеграл по оболочке $\mu_s = 1,5 \text{ г/см}^2$, тогда как горючее ввиду малой плотности дает $\mu_F \approx 0,8 \text{ г/см}^2$. Степень выгорания определяется суммой $\mu_s + \mu_F = 2,3$ и равна примерно 0,28.

Обладая целым рядом полезных свойств, сложные оболочечные мишени в то же время не лишены и недостатков. Наиболее очевидный их недостаток состоит в том, что основную часть полной массы таких мишеней составляет инертное вещество, не принимающее участие в термоядерной реакции. Энергетический выход можно значительно увеличить, используя тяжелую оболочку из реагирующего вещества (например, подходящим, хотя и несколько фантастическим на сегодня материалом мог бы быть DT-металл). Другой недостаток оболочечных мишеней состоит в выраженной рэлей-тейлоровской неустойчивости, возникающей из-за

резких градиентов плотности. Оценки показывают, что эта неустойчивость является серьезным препятствием к использованию тяжелых оболочек с отношением толщины к радиусу $\Delta R/R$, заметно меньшим 10%. Быстрый рост коротковолновых возмущений на ускоренно движущейся границе двух сред с разными плотностями будет приводить к турбулентному перемешиванию сред. Результатом такого перемешивания для достаточно тонкой оболочки будет полное ее «растворение» в окружающем веществе. Таким образом, имеются достаточно жесткие ограничения на относительную толщину оболочек, которые в конечном счете могут оказать решающее влияние на максимально возможный для данного типа мишеней энергетический коэффициент усиления. Определенную роль в нахождении оптимальной конструкции мишени могут, по-видимому, сыграть различные способы стабилизации тейлоровской неустойчивости, предлагавшиеся в литературе^{81, 82}. Поскольку изготовление микросфер для мишеней представляет значительные технологические трудности, в работе⁸³ было предложено формировать оболочечную мишень, используя точечный взрыв в очень плотном газе. Расходящаяся ударная волна от точечного взрыва, инициируемого пробоем газа с помощью вспомогательного лазера, собирает почти все вещество в виде оболочки сжатого вещества вблизи фронта сферически расходящейся ударной волны. Толщина оболочки по порядку величины составляет $\Delta R \approx 0,1 R$, и распределение плотности в оболочке имеет сравнительно плавный характер, что благоприятно для подавления тейлоровской неустойчивости. Облучение такой оболочки мощным лазерным импульсом приводит к возникновению сферически расходящейся светодетонационной волны в окружающем оболочку газе⁵, давление которой сжимает оболочку до очень высоких плотностей и инициирует в стадии схлопывания термоядерные реакции. Облучение оболочки программированной по времени и энергии серий импульсов позволяет обеспечить схлопывание на центр серии сходящихся плотных оболочек, что еще больше увеличивает конечную плотность и температуру.

Численные расчеты сжатия и термоядерного горения многослойных мишеней, типа описанных в работе^{38, 78-83}, достаточно сложны и трудоемки. В то же время очень трудно судить о реальной точности таких расчетов, особенно, если иметь в виду сильную зависимость термоядерного выхода от параметров мишени и режима сжатия. Поэтому к полученным из расчетов величинам энергетического коэффициента усиления надо относиться с известной осторожностью. Основываясь на наиболее надежных расчетах, можно утверждать, что в диапазоне лазерных энергий от 10^5 до 10^6 дж следует ожидать усиления по энергии примерно в 100 раз.

9. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

До сих пор мы обсуждали главным образом теоретические исследования, касающиеся различных аспектов лазерного термоядерного синтеза. Результаты этих исследований, демонстрируя чрезвычайную трудность проблемы, дают в то же время определенные основания для оптимизма. Во всяком случае, теоретические результаты, несомненно, способствовали резкому увеличению интереса к проблеме и быстрому росту экспериментальной активности. Мы остановимся очень кратко на некоторых экспериментальных результатах, полученных в последние годы. Отметим, прежде всего, работу⁸⁴, в которой изучалось сжатие стеклянных оболочек, заполненных газообразной DT-смесью. В этой работе использовался двухканальный лазер на неодимовом стекле с энергией порядка 200 дж. Система формирования импульса позволяла варьировать длительность

от 30 *псек* до 1 *нсек*. Используемые мишени представляли собой сферические стеклянные оболочки с внешним диаметром 30—700 *мкм* и толщиной стенок 0,5—12 *мкм*; давление газа составляло 1—100 *атм*. Оптическая система позволяла достичь высокой симметрии облучения мишеней. В экспериментах измерялся полный баланс энергии (отражение, рентгеновское излучение, быстрые частицы) и производилась рентгеновская фотография мишени, позволяющая судить об ее размере в процессе сжатия. В лучших экспериментах получено $5 \cdot 10^6$ нейтронов при падающей на мишень энергии порядка 60 *дж* при размерах мишени 50 *мкм*, толщине 0,5 *мкм* и давлении смеси 18 *атм*. Было зарегистрировано сжатие порядка 100.

Из приведенных в работе ⁸⁴ данных нельзя однозначно заключить, происходят ли наблюдаемые нейтроны из сжатого ядра мишени или они образуются в результате «прожигания» стеклянной оболочки. По сказанному выше трудно быть уверенным, что однопроцентная оболочка ($\Delta R/2R \approx 10^{-2}$) не разрушается и не перемешивается с горючим в процессе стократного сжатия. Однако в любом случае обсуждаемые эксперименты представляют большой интерес как первые опыты с оболочечными мишенями, выполненные в диапазоне лазерных интенсивностей до 10^{16} *вт/см²*.

Интересные результаты получены в предварительных экспериментах на стеклянных сферических оболочечных мишенях, заполненных DT-газом при облучении одним лазерным пучком. Конфигурация мишени, называемая «диск и шар», рассчитана таким образом, что верхний слой из вещества с малым Z испаряется предварительным импульсом с одной стороны сферы и с плоской тонкой подложки, на которой сфера закреплена. Образующееся вокруг сферы плазменное облако облучается далее вторым импульсом и, нагреваясь, передает энергию за счет электронной теплопроводности к поверхности сферы, обеспечивая абляцию ее верхнего слоя и схлопывания оболочки. Предварительные эксперименты продемонстрировали сжатие оболочки и генерацию нейтронов ⁸⁵.

В первых опытах по сферическому облучению сплошных мишеней из CD₂ излучением неодимового лазера длительностью 1—2 *нсек* ⁸⁶ также были получены интересные результаты по определению общего энерговклада в мишень и оценены величина импульса отдачи и возможная степень сжатия вещества в центре мишени. Авторы пришли к заключению, что в этих условиях степень сжатия должна достигать 30, однако оцениваемая на момент максимального сжатия температура в центре мишени была недостаточна для генерации термоядерных нейтронов. Зарегистрированный в работе ⁸⁶ нейтронный выход обусловлен реакциями, протекающими во внешних областях короны.

Измерения ⁸⁴ показали, что имеется заметное отражение и рассеяние лазерной энергии, причем потери энергии возрастают с ростом интенсивности. Несколько иные результаты получены в работе ⁸⁴, где обнаружено практически полное поглощение света, связываемое авторами этих работ с возбуждением параметрической неустойчивости. Хотя вопрос о величине поглощения нельзя считать окончательно решенным, существенная роль «аномальных» процессов в практически интересном диапазоне интенсивностей представляется несомненной. На это указывают результаты работ ^{63, 64, 87}, в которых изучался спектральный состав рассеянного плазмой лазерного излучения и были обнаружены компоненты с частотами $\omega_0/2$, $3\omega_0/2$, $2\omega_0$ (ω_0 — частота падающего излучения). Сдвиг и ширина наблюдаемых линий хорошо согласуются с механизмом генерации, основанном на параметрической раскачке плазменных волн. Как косвенное свидетельство возникновения параметрической неустойчивости, мож-

но рассматривать также модуляцию отраженного лазерного излучения по амплитуде, наблюдавшуюся во многих работах (см. ^{64, 88}). Уверенным экспериментальным подтверждением возникновения турбулентных неустойчивостей в лазерной плазме являются результаты работы ⁸⁸, где одновременно с модуляцией отраженного лазерного излучения наблюдалась модуляция собственного рентгеновского излучения плазмы мишени.

В работе ⁸⁹ были получены интересные результаты при исследовании спектра ионов в разлетающейся лазерной плазме. Было показано, что при воздействии 30 псек импульса неодимового лазера на мишень при превышении плотности потока величины 10^{16} *вт/см²* значительная доля энергии (свыше 50%) уносится очень быстрыми ионами. Поскольку энергия этих ионов приблизительно на порядок превышает среднюю энергию частиц в плазме, то удельный импульс отдачи должен значительно снижаться, а следовательно, и эффективность преобразования энергии лазера в энергию сжимаемого вещества также резко снижается. Эффект носит пороговый характер и наблюдается также на длине волны 10,6 *мкм*, но при пороговой плотности потока 10^{14} *вт/см²*.

Однозначного объяснения эффекта пока не предложено, но причинами его могут быть как неустойчивости в плазме, так и эффекты снижения теплопроводности в неоднородной плазме, в том числе под влиянием генерации спонтанных магнитных полей.

В работах ⁷⁴⁻⁷⁶ были проведены тщательные эксперименты по измерению спонтанных магнитных полей, генерируемых в лазерной плазме ⁷³. Было показано, что в плоской геометрии спонтанные магнитные поля в плазме мишени могут достигать величины 10^6 *гс* как при облучении неодимовым, так и CO_2 -лазером.

Вся совокупность проведенных к настоящему моменту экспериментов, по-видимому, указывает на наличие достаточно эффективного поглощения и возможность значительного сжатия мишеней в процессе облучения при потоках мощности до 10^{16} *вт/см²*. Более полная экспериментальная информация, позволяющая с большей определенностью судить о правильности теоретических предсказаний, может быть получена на установках с более высоким уровнем энергии. В настоящее время в ряде лабораторий строятся лазерные установки для ЛТС на энергии 10^3-10^4 *дж* в импульсе. На их основе могут быть проведены эксперименты с получением существенного термоядерного выхода и подтверждением правильности основных принципов ЛТС, а может быть, и достигнут физический порог реакции.

Из существующих лазерных систем наиболее продвинуты в разработке лазеры на неодимовом стекле. Они обладают подходящей длиной волны $\lambda = 1,06$ *мкм*, позволяют формировать импульсы в требуемом интервале длительностей $10^{-8}-10^{-10}$ *сек*, обеспечивают хорошую направленность и возможность фокусировки излучения на мишенях малых размеров. Проведение первых экспериментов на ЛТС на таких установках планируется в 1977 г. ^{90, 91}.

Теоретические оценки дают величину коэффициента усиления по энергии в лазерном микровзрыве $G \approx 100$ при энергии в лазерном импульсе 10^5-10^6 *дж*. Отсюда следует, что для практического использования ЛТС в будущем в экономичных системах генерации энергии необходимо создать надежные лазеры на такие энергии с к. п. д. 3-10%. В лазерах на неодимовом стекле, по-видимому, трудно поднять к. п. д. от сегодняшнего значения 0,1-0,3% до величины выше 1%. В этой связи большой интерес вызывают импульсные CO_2 -лазеры большого давления. К. п. д. в таких системах может быть доведен до 3-5%. К сожалению, техника управления параметрами импульса, элементная база, а также

оптические материалы для длины волны 10,6 мкм, на которой генерирует этот лазер, развиты значительно хуже. Остается неясным также и основной вопрос — можно ли осуществить необходимые режимы сжатия с помощью длинноволнового ИК излучения, так как пороги неустойчивостей здесь значительно ниже и вопрос о теплопроводном подводе тепла от короны к сжимаемому ядру стоит более остро. Тем не менее в настоящее время ведется разработка крупномасштабных лазерных систем для ЛТС на энергию в импульсе 10^4 Дж⁹².

Большой интерес представляют также химические импульсные лазеры, работающие на длине волны 3—4 мкм на основе реакции $H_2 + F_2 = 2HF^*$ (или $D_2 + F_2 = 2DF^*$), в результате которой продукты реакции оказываются в возбужденном состоянии и обеспечивают необходимую инверсию населенности. Последние успехи в разработке импульсных лазерных систем на большие энергии и высокий к.п.д. (до 10% от химической энергии) делают их весьма перспективными для целей ЛТС⁹³.

Для проверки основных принципов разрабатываются также фотодиссоционные иодные лазеры на длине волны 1,315 мкм⁹⁴. Планируемые экспериментальные работы в ближайшие годы дадут определенный ответ на перспективы ЛТС. Несомненно, что успехи последних лет ставят лазерный метод в один ряд с другими направлениями в решении одной из труднейших проблем современной физики. Бесспорно, однако, что в любом случае работы по ЛТС представляют большой интерес для современной физики, так как позволяют исследовать в лабораторных условиях свойства вещества в экстремальных условиях сверхвысоких давлений и температур.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. И. Е. Тамм, в кн. Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций, т. 1, М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 3 и 31.
2. Л. А. Арцимович, in: Proc. of 3rd Intern. Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion, v. 1, Novosibirsk, 1968, p. 3.
3. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, ЖЭТФ 46, 171 (1964).
4. F. M. Dawson, Phys. Fluids 7, 981 (1964).
5. С. Л. Манделъштам, П. П. Пашинин, А. М. Прохоров, Ю. П. Райзер, Н. К. Суходрев, ЖЭТФ 49, 127 (1965).
6. A. J. Alcock, P. P. Rashinin, S. A. Ramsden, Phys. Rev. Lett. 17, 528 (1966).
7. М. П. Ванюков, В. А. Венчиков, В. И. Исаенко, П. П. Пашинин, А. М. Прохоров, Письма ЖЭТФ 7, 321 (1968).
8. Н. Г. Басов, П. Г. Крюков, С. Д. Захаров, Ю. В. Сенатский, С. В. Чекалин, *ibid.* 8, 26.
9. R. R. Johnson, R. V. Hall, J. Appl. Phys. 42, 1035 (1971).
10. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Вестн. АН СССР, № 6, 55 (1970).
11. П. П. Пашинин, А. М. Прохоров, ЖЭТФ 60, 1630 (1971).
12. П. П. Пашинин, А. М. Прохоров, ЖЭТФ 62, 189 (1972).
13. P. Mulser, R. Siegel, S. Witkowski, Phys. Rept. 66, 187 (1973).
14. Б. Б. Кадомцев, Н. Г. Ковальский, А. Ф. Настоящий, в кн. Лазеры и термоядерная проблема, М., Атомиздат, 1973, стр. 3.
15. Laser Interaction and Related Plasma Phenomena. 4, N. Y., Plenum Press, v. 1, 1972; v. 2, 1973; v. 3, 1974.
16. T. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, G. Zimmerman, Nature 239, 139 (1972).
17. T. M. Daiber, E. Hertzberg, C. R. Wittliff, Phys. Fluids 9, 617 (1966).
18. K. A. Brueckner, S. Jorna, Rev. Mod. Phys. 46, 325 (1974).
19. Д. В. Сивухин, в кн. Вопросы теории плазмы, вып. 4, М., Атомиздат, 1964, стр. 81.
20. C. G. M. van Kessel, K. Siegel, Phys. Rev. Lett. 33, 1020 (1974).

21. С. И. Анисимов, Я. А. Имас, Г.С. Романов, Ю.В. Ходыко, Действие излучения большой мощности на металлы, М., «Наука», 1970.
22. R. Cougant, K. O. Friedrichs, *Supersonic Flow and Shock Waves*, N. Y., Interscience, 1956.
23. К. П. Станюкович, Неустановившиеся движения сплошной среды, М., «Наука», 1971, стр. 229.
24. Л. В. Альтшулер, Е. А. Дынин, В. А. Свидзинский, *Письма ЖЭТФ* 17, 20 (1973).
25. Я. Б. Зельдович, *ЖЭТФ* 12, 389 (1942).
26. С. И. Анисимов, *Письма ЖЭТФ* 16, 570 (1972).
27. R. E. Kidder, Report of Lawrence Livermore Laboratory UCKL-74040 (1972).
28. В. В. Александров и др., in: *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion. Conference* (1974), v. 2, Vienna IAEA, 1975, p. 365.
29. Я. М. Каждан, К. И. Брушминский, *УМН* 13 (2) (1969).
30. Л. И. Седов, *ДАН СССР* 90, 753 (1953).
31. И. В. Змитренко, С. П. Курдюмов, Препринт ИПМ АН СССР № 16, Москва, 1973.
32. R. E. Kidder, *Nucl. Fusion* 14, 53 (1974).
33. С. И. Анисимов, И. А. Иногамов, *Письма ЖЭТФ* 20, 174 (1974).
34. С. В. Иорданский, Канд. диссертация (Москва, МИ АН СССР, 1957).
35. G. Birkhoff, *Hydrodynamic Instability*, N. Y., Amer. Math. Soc., 1962.
36. S. Chandrasekhar, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*, Oxford, Clarendon Press, 1961, ch. 10.
37. D. V. Henderson, R. L. Morse, *Phys. Rev. Lett.* 32, 335 (1974).
38. T. N. Shiau, E. B. Goldman, C. J. Weng, *ibid.*, p. 352.
39. D. V. Henderson, R. L. McCloskey, R. L. Morse, *ibid.* 33, 205.
40. S. E. Vodner, *ibid.*, p. 761.
41. A. Thiessen, G. Zimmerman et al., in: 6th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Phys., v. 2, Moscow, 1973, p. 227.
42. G. S. Fraley, W. P. Gula et al., in: 5th Intern. Conference of Plasma Physics and Contr. Nuclear Fusion, Tokyo, 1974.
43. Н. А. Иногамов, *Письма ЖЭТФ* (1976).
44. J. Nuckolls, J. Lindl et al., цит. в⁴² сборник.
45. А. Я. Беленький, Е. С. Фрадкин, Тр. ФИАН СССР 29 (1965).
46. R. L. Morse, R. L. McCloskey, *Bull. Am. Phys. Soc.* 20, 1243 (1975).
47. Л. Спитцер, Физика полностью ионизованного газа, М., «Мир», 1965.
48. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, М., «Наука», 1966.
49. А. А. Галеев, Р. З. Сагдеев, *Nucl. Fusion* 13, 603 (1972).
50. В. П. Силин, Параметрическое взаимодействие электромагнитных волн с плазмой, М., «Наука», 1974.
51. А. М. Рубенчик, *ЖЭТФ* 67, 1005 (1974).
52. E. J. Valeo, C. Oberman, F. Perkins, *Phys. Rev. Lett.* 28, 340 (1973).
53. D. F. DuBois, V. Bezzeries, Los Alamos Sci. Lab. Report LA-UR-727 (1974).
54. А. А. Иванов, Ю. С. Сигов, Ю. В. Ходырев, *ДАН СССР* 214, 129 (1974).
55. С. И. Анисимов, М. Ф. Иванов, *ibid.* 225, 576 (1975).
56. W. L. Krueger, R. K. Kaw, T. M. Dawson, C. R. Oberman, *Phys. Rev. Lett.* 24, 987 (1970).
57. T. De Groot, T. Katz, *Phys. Fluids* 16, 401 (1973).
58. T. T. Thomson, R. J. Faehl, Z. L. Krueger, S. Vodner, *ibid.* 17, 973 (1974).
59. М. Ф. Иванов, *Физ. плазмы* 2 (3) (1976).
60. И. Р. Геккер, О. В. Сизухин, *Письма ЖЭТФ* 9, 408 (1969).
61. H. Dreiser, J. C. Ingraham, D. V. Henderson, *Phys. Rev. Lett.* 26, 4616 (1971).
62. Е. Фабге, цит. в⁴¹ сборник.
63. В. В. Александров и др., *ЖЭТФ* 70, 160 (1976); цит. в²⁸ сборник, p. 213.
64. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин и др., *ЖЭТФ* 67, 118 (1974).
65. Т. А. Горбушина, Л. М. Дегтярев и др., Препринт ИПМ АН СССР, № 128, Москва, 1975.
66. А. А. Галеев, Р. З. Сагдеев и др., *Физ. плазмы* 1, 10 (1975).
67. J. D. Lindl, *Nucl. Fusion* 14, 581 (1974).
68. А. Е. Казаков, И. К. Красюк, П. П. Пашинин, А. М. Прохоров, *Письма ЖЭТФ* 14, 416 (1974).
69. И. К. Красюк, П. П. Пашинин, А. М. Прохоров, *ibid.* 17, 139 (1973).
70. D. E. Forslund, *J. Geophys. Res.* 75, 17 (1970).
71. Е. В. Мишин, *ДАН СССР* 215, 565 (1974).

72. K. Boyer, R. C. Malove, R. L. McCrogy, R. L. Morse, in: Proc. of Fuji Seminar, Osaka University, 1975, p. 143.
73. В. В. Коробкин, Р. В. Серов, Письма ЖЭТФ 4, 70 (1966).
74. T. A. Stampfer, K. Paradourulos, S. Dean, E. McLean, T. M. Danson, Phys. Rev. Lett. 26, 1012 (1972).
75. T. A. Stampfer, B. H. Ripin, E. A. McLean, Bull. Am. Phys. Soc. 19, 854 (1974).
76. M. C. Richardson, R. V. Serov, *ibid.*, p. 864.
77. B. H. Ripin, R. G. Burkhalter, et al., 30 Rev. Lett. 34, 1313 (1975).
78. F. S. Clark, H. N. Fisher, R. T. Mason, *ibid.* Phys. 249 (1973).
79. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин и др., цит. в ⁴² сборник.
80. R. T. Mason, R. L. Morse, Los Alamos Sci. Lab. Report LA-5789-MS (1974).
81. T. Lindl, W. Mead, Lawrence Livermore Lab. Report UCRL-7879 (1974).
82. T. Nuckolls, T. Lindle, W. Mead, A. Thiessen, L. Wood, G. Zimmerman, Lawrence Livermore Lab. Report UCRL-75538 (1974).
83. С. И. Анисимов, М. Ф. Иванов, П. П. Пашинин, А. М. Прохоров, Письма ЖЭТФ 22, 343 (1975).
84. G. Charatis, F. Downward et al., цит. в ⁴² сборник.
85. G. H. McCall, R. L. Morse, Laser Focus, No. 12, 40 (1974).
86. N. G. Basov, E. G. Gamaly, O. N. Krokhin et al., in: Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, v. 3B, N. Y., Plenum Press, 1974, p. 553.
87. T. L. Robin, M. Desroisette, B. Meyer, Y. Vitel, Phys. Rev. Lett. 30, 594 (1973).
88. Ю. С. Касьянов, В. В. Коробкин, П. П. Пашинин, А. М. Прохоров, В. К. Чевокин, М. Я. Щелев, Письма ЖЭТФ 20, 719 (1974).
89. G. H. McCall, цит. в ⁷² сборник, p. 57.
90. Lawrence Livermore Lab. Laser Fusion Semiannual Report UCKL-50024-73-1 (1973).
91. Е. П. Велихов, Н. Г. Ковальский, П. П. Пашинин, М. И. Пергамент и др., доклады на Всесоюзном совещании по инженерным проблемам УТС, т. 2, Ленинград, ГКАЭ—НИИЭФА, 1975, стр. 184.
92. Los Alamos Sci. Lab. Report LA-5919 PK (1975).
93. R. A. Gerber, R. L. Paterson et al., Appl. Phys. Lett. 25, 281 (1974).
94. K. Hohla, цит. в ⁸⁶ сборник, v. 3A, p. 133.