

## ИССЛЕДОВАНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В КОРОНЕ ОБОЛОЧЕЧНЫХ МИШЕНЕЙ, ОБЛУЧАЕМЫХ ЛАЗЕРОМ

Ю. В. Афанасьев, Н. Г. Басов, Б. Л. Васин, П. П. Волосевич,  
Е. Г. Гамалий, С. Ю. Гуськов, Н. Н. Демченко, Ю. А. Захаренков,  
Н. Н. Зорев, А. А. Кологривов, В. Б. Розанов, А. А. Рупасов,  
А. А. Самарский, Г. В. Склизков, А. С. Шиканов

Исследуются процессы взаимодействия лазерного излучения наносекундной длительности с оболочечными мишенями в режиме «сжимающейся» оболочки, формирующей корону лазерных мишеней. Эксперименты на установке «Кальмар» позволили установить долю поглощенной, отраженной и рефрактированной энергии лазерного излучения, а также зависимости этих величин от параметров оболочек. Измерены температура и распределение плотности плазмы в короне лазерных мишеней. Теоретический анализ и численные расчеты указывают на тормозной характер поглощения лазерного излучения и невысокий уровень доли резонансного поглощения ( $<1\%$ ), объясняют существенную роль рефракции в сферических экспериментах, показывают связь гидродинамических процессов в короне мишени с динамикой оболочки. Согласно результатам экспериментов и численных расчетов позволяет сделать вывод о справедливости гидродинамической модели короны с классическим тормозным поглощением лазерного излучения и спитцеровской теплопроводностью.

### 1. Введение

В последние годы большинство исследований, связанных с лазерным термоядерным синтезом [1], посвящено теоретическому и экспериментальному изучению процессов нагрева и сжатия мишеней в виде сферических оболочек. В отличие от концепции предельного изэнтропического сжатия однородной мишени специально сформированным во времени лазерным импульсом [2] предложение использовать для достижения термоядерных плотностей и температур оболочечные мишени, обладающие определенной внутренней структурой, по облучаемые лазерным импульсом относительно простой временной формы, было высказано ранее [3]. Сейчас именно оболочечные мишени разной структуры рассматриваются как возможные кандидаты для использования в энергетическом термоядерном реакторе будущего, поскольку использование таких мишеней на уровне лазерной энергии  $10^5 \div 10^6$  Дж может привести [4] к коэффициенту усиления по энергии несколько сотен (отношение термоядерной энергии к лазерной  $E_{т.я.}/E_{л.}$ ). В связи с этим большая часть экспериментов по сферическому нагреву и сжатию, выполненных в разных лабораториях мира к настоящему времени, проведена с тонкостенными оболочечными мишенями. Для таких экспериментов были разработаны технологии изготовления и отбора мишеней в виде тонкостенных оболочек из органики и стекла и способы заполнения их газообразным водородом ( $D_2$  и  $DT$ -газами) под давлением [5, 6].

Современные эксперименты можно условно разбить на две группы. К одной относятся эксперименты, в которых длительность лазерного импульса была меньше времени коллапса оболочки, а плотность потока излу-

чения  $q \geq 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> (установки «Аргус» и «Янус» [7]). В этих экспериментах толщина стенки оболочки составляла  $\sim 1$  мкм, последняя еще до момента коллапса прогревалась тепловой волной и плотность ее становилась ниже начальной (так называемый режим «взрывающейся оболочки»). Достигаемые в этом режиме конечные плотности газа и оболочки невелики. Однако вследствие высокой теплопроводности в этом режиме влияние несимметрии облучения и формы оболочки, а также гидродинамических неустойчивостей сжатия на процессы в мишени незначительно.

В другой группе экспериментов использовались лазерные импульсы с длительностью, сравнимой с временем коллапса оболочки и умеренными потоками излучения  $q \sim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> (установки «Кальмар» и С<sub>6</sub>) [8, 9]. В этом случае внутренняя часть оболочки остается неиспаренной к моменту максимального сжатия газа и может иметь плотность, значительно превышающую начальную (режим «сжимающейся оболочки»). Важной особенностью этого режима является то, что начальная энтропия в сжимаемое термоядерное вещество вносится лишь ударной волной и оказывается значительно ниже, чем в режиме взрывающейся оболочки, когда энтропия дополнительно вносится быстрыми электронами. В результате в режиме сжимающейся оболочки достигаются существенно большие сжатия ( $\delta \sim 10^3$ ) при меньших температурах газа ( $T \sim 0,2 \div 0,5$  кэВ), чем в режиме взрывающейся оболочки, в котором эти параметры составляют соответственно  $\delta \sim 10^2$  и  $T \sim 3 \div 7$  кэВ.

Теоретические исследования показали [10], что в режиме сжимающейся оболочки могут быть достигнуты плотности термоядерного вещества, необходимые для термоядерного синтеза, даже на уровне энергии современных лазерных установок ( $10^2 - 10^3$  Дж) при определенных требованиях к симметрии облучения и форме мишени, и именно в таком режиме будут осуществляться эксперименты по достижению положительного энергетического выхода, так как высокое значение параметра  $\rho R$  ( $\rho R \geq 0,1$  г/см<sup>2</sup>) приведет к развитию волны термоядерного горения [11]. В настоящей работе обсуждаются результаты экспериментальных исследований на установке «Кальмар» и теоретического анализа взаимодействия лазерного излучения наносекундной длительности с оболочечными мишенями и процессов в короне лазерных мишеней. К их числу относятся поглощение и рефракция лазерного излучения, нагрев и ионизация вещества короны, формирование ее профиля плотности. Вопросам динамики сжатия мишеней и нагреву термоядерного горючего в режиме сжимающейся оболочки посвящена другая работа [12].

## II. Экспериментальная установка

В работе приводятся результаты исследований, проведенных на девятиканальной лазерной установке «Кальмар». Эта установка подробно описана в литературе (см., например, [13, 14]); мы рассмотрим лишь условия фокусировки лазерного излучения на мишень и перечислим применявшиеся диагностические методы. Энергия лазера на выходе установки достигала значений  $E_L \approx 150$  Дж при длительности импульса 2,5 нсек по основанию и переднего фронта  $\tau_f \leq 0,5$  нсек, полуширина линии излучения составляла  $\Delta\lambda \leq 10$  Å [14]. Девять лазерных пучков с помощью независимых двухлинзовых систем с эффективным фокусным расстоянием  $F \approx 20$  см с разных сторон фокусировались на мишень. Фокальная плоскость каждой из систем фокусировки располагалась несколько дальше мишени, причем распределение интенсивности лазерного излучения вблизи мишени удовлетворительно аппроксимируется выражением

$$I(\xi) = I_0 \exp \{ -(\xi/a)^2 \} + I_1, \quad (1).$$

$0 \leq \xi \leq 350$  мкм,  $a=70$  мкм,  $I_1/I_0=1,72 \cdot 10^{-2}$ , в котором  $\xi$  — расстояние от оптической оси. Первое слагаемое в (1) описывает часть лазерного излучения с малой угловой расходимостью ( $\alpha < 2 \cdot 10^{-4}$  рад), а второе соответствует крыльям распределения, существование которых обусловлено наличием в греющих пучках излучения с большой угловой расходимостью. При энергии в области мишени  $\sim 100$  Дж плотность потока в максимуме лазерного импульса составляла  $q \approx 2 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>.

В качестве мишеней использовались стеклянные полые и наполненные газообразным дейтерием оболочки диаметром  $2R_0=70 \div 300$  мкм и толщиной стенки  $\Delta R=0,5 \div 4$  мкм. Методы изготовления, наполнения газом, отбора и контроля мишеней были разработаны в ФИАНе [5]. Контроль оболочки осуществлялся интерферометрическими методами. Мишень подвешивалась на нить из резинового клея толщиной не более 0,5 мкм, которая натягивалась на U-образный держатель.

Перечислим кратко основные диагностические методы, использованные в экспериментах.

1. Измерение баланса энергии: 1) калориметрические измерения прошедшего мимо мишени рефрагированного и отраженного излучений [15]; 2) измерения поглощенной энергии с помощью калориметров открытого типа [15]; 3) регистрация движения ударной волны в окружающей мишень остаточном газе с помощью многокадрового теневого и шпирен-фотографирования [16];

2. Высокоскоростная интерферометрия плазменной короны: 1) с щелевой разверткой изображения на электронно-оптическом преобразователе [17]; 2) в режиме кадровой съемки [18];

3. Исследование поведения в пространстве и во времени области светимости плазмы на частоте второй гармоники [19].

4. Исследование формы спектральных линий гармоник  $2\omega_0$  и  $3/2\omega_0$ : 1) с пространственным разрешением интегрально во времени [20]; 2) в режиме щелевой развертки на электронно-оптическом преобразователе [21].

5. Исследование светимости плазмы в мягком рентгеновском излучении с помощью многоканальных камер-обскур с высоким пространственным разрешением.

6. Регистрация спектрального распределения непрерывного рентгеновского излучения: 1) с помощью рентгеновских фотоленок ( $1 \text{ кэВ} \leq h\nu \leq 10 \text{ кэВ}$ ) [22]; 2) с помощью сцинтилляторов и умножителей ( $h\nu > 5 \text{ кэВ}$ ).

7. Регистрация нейтронного выхода: 1) интегральными счетчиками числа нейтронов; 2) времяпролетная регистрация нейтронов с помощью сцинтилляторов и умножителей.

8. Исследование заряда и энергетического состава частиц плазмы [23]: 1) ионными коллекторами; 2) одноканальным электростатическим масс-спектрометром.

### III. Поглощение лазерного излучения и формирование короны лазерной плазмы

#### § 1. Поглощение лазерного излучения

Поглощение лазерного излучения в короне мишени происходит во всей области с плотностью ниже критической ( $\omega = \omega_{кр}$ ) за счет обратного тормозного процесса и в узкой области около критической поверхности в ре-

зультате аномальных (нелинейных) и резонансного механизмов. Резонансное поглощение связано с наличием в световой волне продольной (в плоскости падения луча) компоненты электрического поля [24].

В условиях сферического облучения мишени важное значение имеет рефракция лазерного излучения [25], поскольку часть лучей отклоняется от оси пучка и не достигает области наиболее эффективного поглощения вблизи критической поверхности. Теоретическое исследование поглощения и рефракции лазерного излучения в короне плазмы, выяснение роли различных механизмов поглощения проводились с помощью численных расчетов по программе «Рapid», которая представляет собой совместную систему уравнений Максвелла и одножидкостной двухтемпературной гидродинамики с электронной теплопроводностью и ионной вязкостью [25]. Распределение интенсивности лазерного излучения в пучке вблизи мишени задавалось в расчетах согласно (1).

Поглощение лазерного излучения в мишени на установке «Кальмар» экспериментально изучалось различными способами. К ним относятся два калориметрических метода, измерения с помощью ионных коллекторов и масс-спектрометра и метод ударной волны в остаточном газе.

Первый калориметрический метод заключался в определении поглощенной энергии  $E_{ab}$  на основе измерения полной лазерной энергии, поступившей в вакуумную камеру ( $E_i$ ), и потерь энергии, обусловленных рефракцией ( $E_r$ ) и наличием в греющих пучках излучения с большой угловой расходимостью (см. (1)), проходящего мимо мишени ( $E_i$ ). Измерения проводились с помощью разработанного в ОКБ ФИАН комплекса калориметрических датчиков и регистрирующей аппаратуры [15]. Схематически расположение датчиков представлено на рис. 1. Энергия  $E_i$  измерялась калориметрами 3 во всех греющих пучках с учетом потерь на отклоняющей и фокусирующей оптике, энергия  $E_i$  — калориметрами 4 в трех пучках из девяти. Энергия рефрагированного излучения  $E_r$  определялась усреднением и пересчетом на полный телесный угол показаний пяти малогабаритных высокочувствительных датчиков ВЧДМ 5, закрытых защитными стеклами и светофильтрами, помещенных в различных точках внутри вакуумной камеры.

Второй калориметрический метод определения поглощенной энергии, аналогичный примененному в работе Каратиса и др. [26], основан на сравнении показаний двух близко расположенных датчиков — открытого и закрытого защитным стеклом и светофильтрами. При этом открытый датчик ВЧДМ (6, рис. 1) или специальный открытый датчик ДГ-1 (7, рис. 1) измеряют суммарную энергию  $E_{vi} + E_r$  разлетающегося вещества мишени, собственного излучения плазмы и рефрагированного в плазме излучения, а закрытые только рефрагированную энергию  $E_r$ .

На рис. 2, 3 представлены экспериментальные и теоретические (расчет по программе «Рapid» без учета аномальных механизмов поглощения) зависимости от диаметра мишеней составляющих энергетического баланса, нормированных на энергию лазерного излучения, поступающего в вакуумную камеру. Увеличение разброса экспериментальных значений доли прошедшей мимо энергии (рис. 2, а) с уменьшением диаметра связано, по видимому, с некоторой неточностью настройки оптических осей греющих пучков на центр мишени. Относительный вклад этого эффекта в погрешность измерений возрастает с уменьшением размеров мишени. Поскольку при численном моделировании оптические оси пучков проходили через центр мишени, расчетная зависимость располагается в нижней части полосы экспериментальных значений. Доля рефрагированной энергии составляет 30–40% (рис. 2, б). Различия показаний каждого из пяти кало-

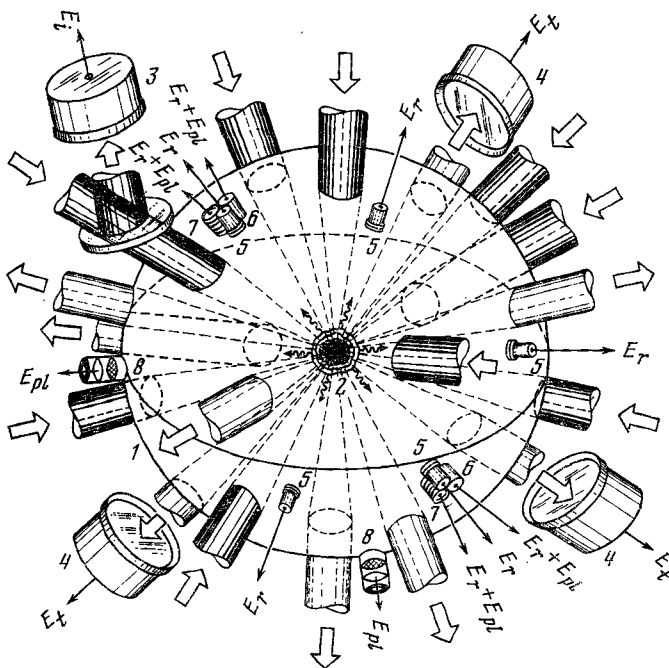


Рис. 1. Схема взаимного расположения греющих пучков и калиметрических датчиков: 1 — вакуумная камера, 2 — мишень, 3, 4 — калориметры КДС, 5 — закрытые фильтрами калориметры ВЧДМ, 6 — открытые калориметры ВЧДМ, 7 — открытые калориметры ДГ, 8 — ионные электростатические коллекторы; стрелки указывают греющие и прошедшие мимо мишени пучки

риметрических датчиков, характеризующее степень асимметрии углового распределения рефрагированного излучения от всех лазерных пучков, не превышало 40%.

Доля поглощенной плазмой энергии, определяемая первым калиметрическим методом, возрастает от ~15 до 50% с увеличением диаметра оболочек от 80 до 260 мкм (рис. 3). Одной из причин имеющих при больших (200–260 мкм) диаметрах оболочки различий теоретических и экспериментальных значений рефрагированной и поглощенной энергии может быть нарушение сферической симметрии облучения мишени, а значит, и гидродинамики разлета короны в том случае, когда размеры оболочки существенно превышают диаметр греющих пучков (см. также [27]).

Кроме того, как показывают численные расчеты, при возрастании диаметра мишени увеличивается телесный угол конуса за мишенью, в который не попадает рефрагированное излучение каждого из греющих пучков, что также приводит к увеличению асимметрии результирующего углового распределения рефрагированного излучения и возможному увеличению неточности в определении величины  $E_T$ .

Анализ результатов численных расчетов показывает, что в условиях экспериментов на установке «Кальмар» вклад резонансного механизма поглощения певелик и составляет ~1% от поглощенной энергии. Это обусловлено, во-первых, особенностями схемы фокусировки, и во-вторых,

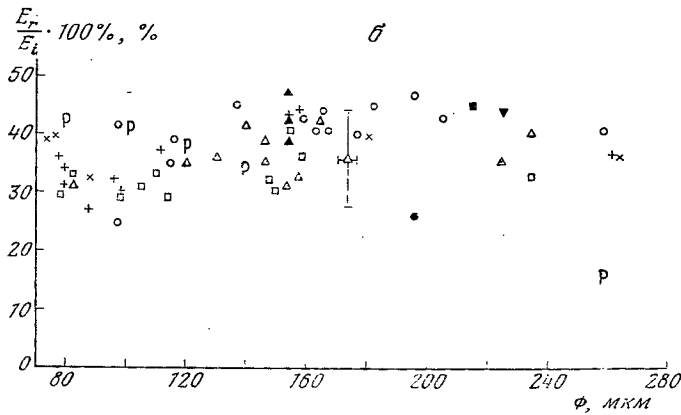
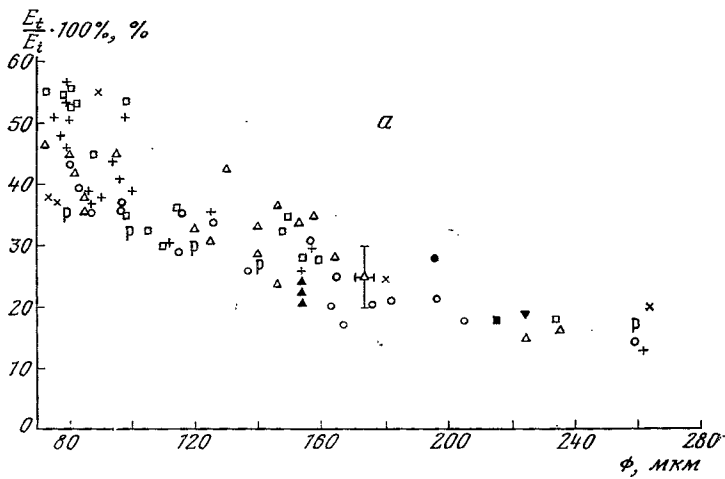


Рис. 2. Зависимость прошедшей мимо плазмы (а) и рефрагированной (б) энергии, пормированной на энергию лазерного излучения, поступившую в вакуумную камеру  $E_i$ , от диаметра мишеней:  $0,5 \leq x < 0,9$  мкм,  $0,9 \leq + < 1,25$  мкм,  $1,25 \leq \square < 1,65$  мкм,  $1,65 \leq \Delta < 2,25$  мкм.,  $2,25 \leq \circ < 3$  мкм. Р - расчетные значения для оболочек толщиной 2,2 мкм

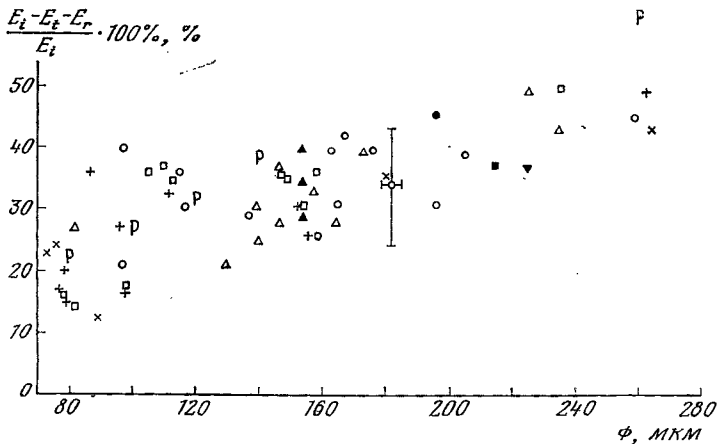


Рис. 3. Зависимость поглощенной плазмой энергии, пормированной на энергию  $E_i$ , от диаметра мишеней. Обозначения те же, что на рис. 2

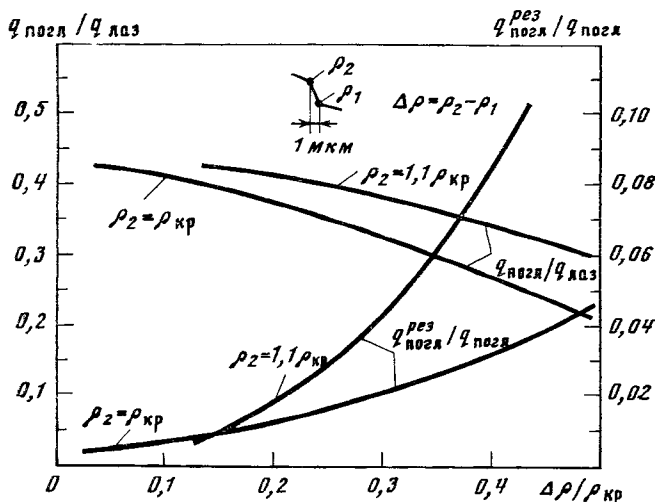


Рис. 4. Расчетная зависимость коэффициента поглощения и доли резонансно поглощенной энергии от величины скачка на профиле плотности плазмы;  $T_e = 0,6$  кэВ

тем, что в режиме сжимающейся оболочки при достаточно продолжительном импульсе образуется корона с малым градиентом плотности, так что для большинства лучей расстояние от точки поворота до критической существенно превышает длину волны излучения. Характерный профиль плотности в короне близок к экспоненциальному, при этом плотность уменьшается в  $e$  раз на расстоянии  $\approx 30$  мкм от критической поверхности.

Отметим, что с увеличением плотности потока лазерного излучения на мишени возрастает роль пондеромоторных сил, способных деформировать профиль плазмы вблизи критической плотности. В работе Аттвуда и др. [28] такая деформация зарегистрирована экспериментально. На рис. 4 приведены расчетные зависимости доли поглощенного потока  $q_{погл}/q_{лаз}$  и относительного вклада резонансного поглощения  $q_{резпогл}/q_{погл}$  от величины скачка плотности вблизи критической поверхности  $\Delta\rho/\rho_{кр} = (\rho_2 - \rho_1)/\rho_{кр}$ . Профиль плазмы модифицировался так, что плотность изменялась в пределах  $\rho_1 \leq \rho \leq \rho_2$  на расстоянии 1 мкм. Из расчетов следует также, что характерные значения отношения давления света  $p_{св} = |E|^2/16\pi$  к тепловому  $p_t = n_e T_e + n_i T_i$  составляют  $0,01 \div 0,02$ , и согласно формуле Киддера [29] скачок плотности  $\Delta\rho/\rho_{кр} \approx (p_{св}/p_t)^{1/2} \sim 0,1$ . Из рис. 4 следует, что влияние такой деформации на поглощение незначительно. Роль аномальных механизмов поглощения можно считать также незначительной.

В настоящее время нет полной физической картины аномального поглощения, чтобы можно было говорить о количественном сравнении. Например, учет аномальных механизмов, полученных для однородной покоящейся плазмы [30], приводит к увеличению доли поглощенной энергии в 1,5 раза. В условиях эксперимента на установке «Кальмар» вследствие неоднородности плазмы и ее движения пороги развития неустойчивости при  $q < 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>, по-видимому, превзойдены незначительно. Таким образом, следует считать, что практически вся энергия лазерного излучения поглощается посредством обратного тормозного механизма.

Результаты измерений поглощенной энергии вторым калориметрическим методом хорошо согласуются с измерениями первым методом. До-

стоинством второго метода является то, что при расположении открытого и закрытого калориметров в непосредственной близости друг от друга исключается влияние неизотропности диаграммы направленности рефрактированного излучения на измерения поглощенной энергии. Следует, однако, отметить, что этот метод в отличие от первого давал заниженные значения поглощенной энергии в тех экспериментах, когда в вакуумной камере находился остаточный газ  $D_2$  под давлением в несколько торр. Это связано с тем, что распространяющаяся в газе ударная волна, несущая часть поглощенной плазмой энергии, на том расстоянии, на котором установлены калориметры, успевает превратиться в звуковую и не регистрируется ими.

Поглощенная плазмой энергия трансформируется в энергию разлетающихся частиц плазмы и электромагнитного излучения, имеющего максимум интенсивности в рентгеновской области спектра. Энергия мягкого рентгеновского излучения оценивалась по измерениям с помощью многоканальных пленочных детекторов и в отдельных вспышках достигала величины  $\sim 0,5$  Дж ( $\sim 2\%$  от поглощенной энергии). Измерение энергии разлетающихся плазменных частиц с помощью масс-спектрометров и ионных коллекторов с достаточной степенью точности определяет величину поглощенной энергии. Применение указанного метода в данных экспериментах дало результаты, близкие к измерениям калориметрическими методами.

Последний способ определения поглощенной энергии заключался в измерении энергии сферической ударной волны в остаточном газе по  $R-t$  диаграмме ее движения, полученной с помощью многокадрового шпиренфотосъемки [16]. Для этого использовались зависимости, описывающие распространение сильной ионизирующей ударной волны в однородной атмосфере [31]. Однако определенные таким способом значения поглощенной энергии были всегда несколько меньше соответствующей величины, полученной калориметрическими измерениями.

Следует отметить, что измерение поглощенной плазмой энергии при нагреве сферических мишеней излучением многоканальных лазеров является весьма сложной задачей. При проведении калориметрических измерений это связано, например, с сильной рефракцией греющего излучения в плазменной короне, что приводит к его неравномерному рассеянию (в телесный угол  $4\pi$  стерад), измерение которого крайне затруднено из-за большого количества диагностической аппаратуры и элементов фокусирующей системы в вакуумной камере. Поэтому только комплексное применение нескольких методик, регистрирующих различными способами составляющие энергетического баланса, позволяет с достаточно высокой точностью определить значение поглощенной энергии.

## § 2. Корона лазерной мишени

Основными процессами, ответственными за формирование короны лазерной мишени, кроме поглощения лазерного излучения, коротко рассмотренного в предыдущем параграфе, являются: ионизация, перенос энергии электронной теплопроводностью, релаксация между электронной и ионной компонентами плазмы, разлет вещества, рентгеновское излучение. Остановимся более подробно на особенностях этих процессов и их математическом описании в программе «Луч» [32].

Кинетика ионизация плазмы мишени описывается в программе уравнением

$$d\bar{z}/dt = \bar{z} (v_e - v_{\phi,p} - v_{T,p}), \quad \bar{z} > 1, \quad (2)$$



в котором скорости ионизации электронным ударом  $v_e$ , фоторекомбинации  $v_{\text{ф.р}}$  и тройной рекомбинации  $v_{\text{т.р}}$  были взяты из работы Бейгмана и др. [33]. Неравновесность кинетики ионизации имеет место на стадии формирования короны при увеличении ее температуры (до  $T \lesssim 0,3$  кэВ). Учет неравновесности приводит к тому, что средние кратности ионизации на данный момент времени могут вдвое отличаться от равновесного значения. В плотной неиспаренной части мишени ионизация плазмы протекает в равновесных условиях. В короне при плотностях  $n_e \sim n_{\text{кр}}$  и температурах  $T_e > 0,1$  кэВ скорость тройной рекомбинации  $v_{\text{т.р}} \ll v_e, v_{\text{ф.р}}$ , и в равновесном случае из (2) мы приходим к корональному равновесию при  $v_e = v_{\text{ф.р}}$ . В плотной, неиспаренной части оболочки при  $n_e \gtrsim 10^{22}$  см $^{-3}$  и  $T_e \lesssim 0,02$  кэВ,  $v_{\text{ф.р}} \ll v_e, v_{\text{т.р}}$  имеет место равновесие Саха,  $v_e = v_{\text{т.р}}$ .

Расчет кратности ионизации важен также для расчета рентгеновского излучения из короны. В уравнение энергии включена энергия ионизации в короне. Влияние этого эффекта можно увидеть из сравнения величины эффективного показателя адиабаты

$$\gamma_{\text{эфф}} = 1 + \frac{p}{\varepsilon} = 1 + \frac{nkT}{^{3/2}nkT + Q(\bar{z})}$$

с  $\gamma = 5/3$ . Так, для короны стеклянных мишеней ( $T_e \lesssim 1$  кэВ)  $\gamma_{\text{эфф}} = 1,45 - 1,5$ , что соответствует энергии ионизации  $Q(\bar{z})$ , составляющей 70–50% от внутренней энергии плазмы  $\varepsilon_{\text{ин}} = ^{3/2}nkT$ . В неиспаренной части оболочки учитывается холодное давление, роль которого существенна.

Область поглощения лазерного излучения является источником волн электронной теплопроводности, переносящих энергию как в плотные слои мишени, так и в малоплотную разлетающуюся плазму. Анализ результатов экспериментальных и теоретических исследований сжатия стеклянных оболочек показывает, что в плазме, которая получается при облучении наносекундными лазерными импульсами при плотностях потока излучения  $q \lesssim 10^{14}$  Вт/см $^2$ , нет необходимости вводить сниженную (аномальную) теплопроводность. Эксперименты [14] удовлетворительно описываются в приближении классической теплопроводности. Из численного расчета следует, что в области, где существенна теплопроводность, всегда  $l_e \ll L$  ( $L = T_e / \nabla T_e$ ,  $l_e$  — средний пробег электрона), и, следовательно, классический (спитцеровский) тепловой поток существенно меньше, чем предельный тепловой поток, переносимый частицами без столкновений  $n_e v_e k T_e$ , и меньше, чем поток, соответствующий скорости переноса, равной ионной скорости  $v_i$ :

$$q_{\text{сп}} = \kappa_e \nabla T_e < n_e v_i k T_e \ll n_e v_e k T_e.$$

Процессы релаксации в короне и сжимающейся части мишени имеют различный характер. В короне при  $\rho \gtrsim \rho_{\text{кр}}$  энергия лазерного излучения передается в основном электронами и всегда  $T_e > T_i$ . В области сжатия, где энергия сосредоточена в гидродинамическом движении,  $T_i \gtrsim T_e$ .

Рентгеновское излучение определяется тормозными и рекомбинационными процессами. Полная энергия излучения составляет для рассматриваемых мишеней менее 5% от поглощенной и не оказывает влияния на процессы сжатия. В мишени существуют две области, дающие основной вклад в интегральную светимость: зона в короне вблизи критической плотности и центральная область мишени, нагретая и сжатая в результате

сферической кумуляции. Максимум свечения в короне смещен от критической поверхности к центру мишени, в сторону больших плотностей. Время свечения этой области сравнимо с длительностью лазерного импульса, а эволюция в пространстве подобна перемещениям критической поверхности. Время свечения центральной области мишени составляет  $10^{-10} \div 10^{-11}$  сек. Основной вклад дает излучение прилегающих к газу нагретых слоев стекла. Так как толщина этого слоя мала по сравнению с диаметром сжатого газа, а изменение размеров области свечения со временем невелико, то определение размера светящейся области из обскурограммы на опыте позволяет оценить величину объемного сжатия газа.

В программе «Луч» учитывалось объемное рентгеновское излучение. Перенос рентгеновского излучения рассчитывался по специальной программе, в которой решалось стационарное уравнение переноса без учета обратного воздействия излучения на гидродинамику. Приближение квазистационарности поля излучения, соответствующего мгновенному распределению источников поглощения и испускания, справедливо, поскольку скорость плазмы много меньше скорости света. Полнее количество и спектр рентгеновского излучения из мишени, а также теоретические обскурограммы определялись в указанных расчетах с использованием распределения температур и плотностей, полученных в расчетах «Луч» и «Рапид».

Перейдем к обсуждению результатов экспериментальных исследований короны лазерной плазмы. Среднее по времени и пространству значение электронной температуры плазменной короны определялось путем спектральных измерений непрерывного рентгеновского излучения по методу поглотителей. Для регистрации рентгеновского излучения использовались многоканальные детекторы, чувствительным элементом которых являлись рентгеновская фотопленка УФ-ВР [22] и трехканальный сцинтилляционный детектор. Применение последнего обусловлено стремлением расширить регистрируемый спектральный диапазон в область больших энергий квантов.

Каждый канал регистрации сцинтилляционного детектора состоял из пластического сцинтиллятора, перекрываемого поглотителем, гибкого светопровода и набора нейтральных светофильтров, обеспечивающих необходимый динамический диапазон измерительной системы. Сигналы всех трех каналов регистрировались общим фотоумножителем ФЭУ-30 и осциллографом ВЛОР-02. В одном канале детектора использовался бериллиевый поглотитель толщиной 400 мкм, а в двух других каналах — комбинация бериллиевого фильтра такой же толщины и алюминиевых фильтров.

На рис. 5 показаны результаты измерений с помощью плечного детектора для двух оболочечных мишеней отношения числа квантов, прошедших через бериллиевый фильтр толщиной  $\delta_{Be}$  ( $\delta_{Be}$  изменяется от 500 до 2400 мкм, что соответствует граничным энергиям отсечки  $E_{1/e} = 3,7 \div 6,9$  кэВ), к числу квантов, прошедших через бериллиевый фильтр толщиной 400 мкм. На том же рисунке в диапазоне  $E_{1/e} = 6,9 \div 11,3$  кэВ показаны результаты измерения сцинтилляционным детектором отношения энергии рентгеновского излучения, прошедшего через комбинацию поглотителей: бериллиевого с толщиной 400 мкм и алюминиевого с толщиной  $\delta_{Al} = 40 \div 200$  мкм, к энергии излучения, прошедшего через бериллиевый фильтр толщиной 400 мкм. Сплошными линиями на графиках показаны теоретические зависимости, рассчитанные для различных электронных температур в предположении максвелловского распределения электронов плазмы по скоростям. Сравнение экспериментальных и расчетных резуль-

татов показывает, что в диапазоне граничных энергий  $E_{1/e} = 3,7 \div 11,3$  кэВ не обнаруживается существенного отклонения распределения электронов плазмы от максвелловского и даст значения электронной температуры в этих двух экспериментах  $\sim 0,5$  и  $0,6$  кэВ.

Обобщение результатов измерений, проведенных в большом количестве экспериментов, показывает, что интегральные по времени и пространству значения электронной температуры плазмы различных оболочечных мишеней находятся в пределах  $0,3-0,9$  кэВ.

Для обеспечения временного разрешения при определении электронной температуры плазмы в области короны проводилось изучение временной эволюции спектрального распределения излучения гармоники  $3/2\omega_0$ , генерирующейся в плазме в области четверти критической плотности  $n_{кр}/4$ . Как показали экспериментальные и теоретические исследования [34], спектр гармоники  $3/2\omega_0$  состоит из двух компонент, смещенных в разные стороны относительно точного значения  $2/3\lambda_0$ , расстояние между которыми пропорционально электронной температуре плазмы в области четверти критической плотности, что позволяет определить эволюцию электронной температуры в этой области на основании спектрально-временных исследований спектра гармоники согласно соотношению [21]

$$T_e(t) \approx 1,5 \cdot 10^2 \Delta\lambda_{3/2}(t) / \lambda_0,$$

где  $\Delta\lambda_{3/2}$  — расстояние между спектральными компонентами гармоники,  $\lambda_0$  — длина волны лазерного излучения,  $T_e$  — выражена в кэВ.

Например, для одной из оболочечных мишеней [21] в моменты времени  $0,8; 1,5; 2,3$  нсек расстояние между компонентами гармоники составляло  $38, 44, 32$  Å, что отвечает электронной температуре в области  $n_{кр}/4$  соответственно  $570, 660, 480$  эВ. Отметим, что среднее за время свечения гармоники  $3/2\omega_0$  значение электронной температуры плазмы, полученное описанным выше методом, достаточно хорошо согласуется с рентгеновскими измерениями. Расчеты нагрева и сжатия мишеней по программе «Луч» дают близкие к экспериментальным значения средней температуры короны  $0,5 \div 1$  кэВ.

На рис. 6 представлена схема применявшейся в экспериментах оптической диагностики короны лазерной плазмы. Для определения степени сферической симметрии разлета использовалась методика многокадровой

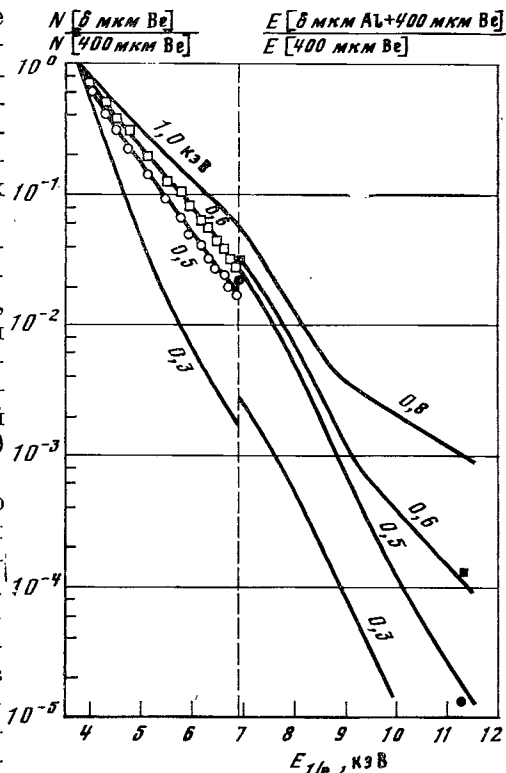


Рис. 5. Экспериментальные и расчетные зависимости отношений чисел квантов и энергий рентгеновского излучения, прошедших через фильтры разной толщины, от граничной энергии отсечки фильтров. Параметры мишеней: ○, ● —  $2R=236$  мкм,  $\Delta R=1,7$  мкм, □, ■ —  $2R=165$  мкм,  $\Delta R=2$  мкм

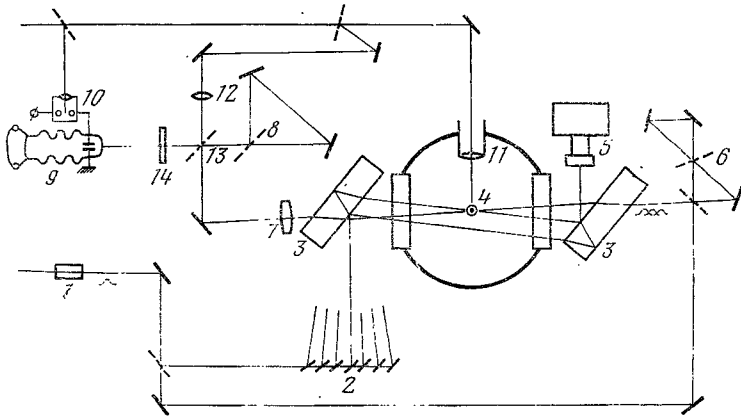


Рис. 6. Схема оптической диагностики плазмы. 1 — кристалл KDP, 2 — система световой задержки, 3 — интерферометр Жамена, 4 — мишень, 5 — многокадровая интерференционная фотокамера, 6 — система формирования составного светового импульса, 7 — объектив, 8 — сдвиговый интерферометр, 9 — фотоэлектронный регистратор, 10 — разрядник с лазерным поджигом, 11 — линза, фокусирующая греющее излучение на мишень, 12 — линза, 13 — полупрозрачное зеркало, 14 — интерференционный светофильтр

интерферометрии [48]. Одновременно с помощью электронно-оптического регистратора осуществлялась щелевая развертка сдвиговых интерферограмм и изображения области свечения плазмы на частоте второй гармоники греющего излучения [49, 35] (изображения разверток разделялись на экране фоторегистратора благодаря вносимой оптической задержке).

Исследование эволюции во времени функции пространственного распределения электронов  $n_e(r)$  проводилось по данным обработки разверток сдвиговых интерферограмм. Применение трехзеркального сдвигового интерферометра значительно расширило регистрируемый диапазон электронных плотностей плазмы до  $n_e \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Обычно при использовании в интерферометрической схеме объектива с достаточно большой угловой апертурой ( $\geq 10^\circ$ ) верхняя граница регистрируемых плотностей определяется резким сгущением интерференционных полос, когда оптическая система не может их пространственно разделить. В сдвиговом интерферометре, подбирая значение поперечного смещения, удается в значительной степени подавить эффект сгущения, так как разность фаз интерферирующих лучей, прошедших через плазму на расстоянии сдвига, существенно меньше (в эксперименте в 2–3 раза), чем в обычном двухлучевом интерферометре. Кроме того, к достоинствам примененного интерферометра относится и то, что только в сдвиговом интерферометре в обоих направлениях по щели фоторегистратора от центра мишени возможна настройка на оптимальный начальный угол между интерферирующими лучами [17], когда в более плотных областях плазмы полосы упираются (рис. 7).

На рис. 8 показаны результаты измерения распределения  $n_e(r)$  в различные моменты времени в двух опытах, а также профили плотности, реализованные в численных расчетах тех же экспериментов по программе «Луч». Анализ данных обнаруживает не только общее согласие динамики эволюции расчетных и экспериментальных распределений, но и близость их абсолютных значений в одной и той же точке пространства, в одни и те же моменты времени. Это позволяет считать, что численный расчет хорошо описывает состояние короны лазерной плазмы и такие характе-

ристики короны, как поглощенная лазерная энергия (см. § 1); степень ионизации  $\bar{z}$  и испаренная масса близки к расчетным. В расчетах  $\bar{z}$  составляло  $\sim 10$ , а величины испаренной массы соответственно 30 и 40%. Интересной особенностью распределения плотности является наличие на них возмущения, формирующегося к началу второй наносекунды. Теоретический анализ показывает, что это возмущение является результатом выхода в корону ударной волны, отразившейся от центра мишени и прошедшей сжатую часть оболочки. При этом время регистрации  $t_p$  возмущения в точке  $R_p$  складывается из времени схлопывания оболочки  $t^*$  (приближенно можно считать, что именно в этот момент ударная волна из дейтерия входит в сжатую оболочку) и времен распространения по сжатой оболочке  $\Delta t_{об}$  и короне  $\Delta t_k$ . Как показывает численный расчет, в тонкостенных оболочках время  $\Delta t_{об} \approx 0,1 t^* \ll t^*$ . Время  $\Delta t_k \approx R_p / \bar{w}$ , где  $\bar{w}$  — средняя скорость движения возмущения после выхода в корону.

Таким образом, исследование временной эволюции указанных возмущений плотности позволяет определять такую важную динамическую характеристику процесса сжатия оболочечной мишени, как время схлопывания:  $t^* \approx t_p(R_p) - R_p / \bar{w}$ .

Согласно измерениям положений возмущений в различные моменты времени скорость  $\bar{w}$  составляла в обсуждаемых экспериментах  $8 \cdot 10^7$  и  $5 \cdot 10^7$  см/сек, откуда  $t^* = 1,4$  и  $1,2$  нсек. Необходимо отметить, что задача о выходе ударной волны в корону лазерной мишени близка к известной задаче о выходе ударной волны на поверхность звезды [36], однако ее аналитическое решение затруднено сложным характером распределения температуры, плотности и скорости вещества в плазме.

### Заключение

Результаты исследований данной работы позволяют сделать следующие выводы о формировании и состоянии короны лазерных мишеней в экспериментах на установке «Кальмар» при использовании умеренных потоков лазерного излучения до  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Для оболочек диаметром  $2R \approx 80 \div 100$  мкм измеренная различными методами величина поглощенной энергии составляет  $\approx 15 \div 30\%$  от энергии греющего излучения, что близко к значениям, полученным в экспериментах [26, 27, 28] с аналогичными мишенями и лазерными импульсами пикосекундной длительности, хотя эти эксперименты выполнены с лучшими условиями фокусировки с точки зрения рефракционных потерь. Для оболочек большего диаметра,  $\approx 200 \div 250$  мкм, зарегистрированы более высокие значения доли поглощенной энергии,  $\approx 50\%$ . Проведенные исследо-

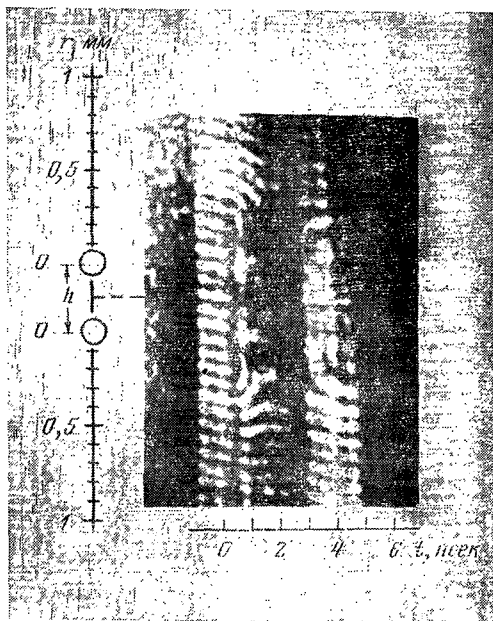


Рис. 7. Характерная щелевая развертка сдвиговой интерферограммы лазерной плазмы. Величина бокового сдвига  $h \approx 400$  мкм

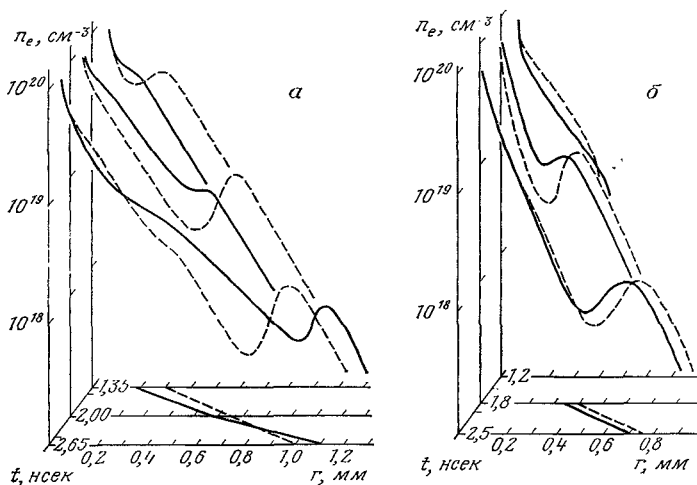


Рис. 8. Движение ударной волны в плазменной короне мишеней. Сплошные линии — данные интерферометрических измерений; пунктир — расчетные профили электронной плотности. а —  $\phi = 138$  мкм,  $\Delta = 1,7$  мкм; б —  $\phi = 98$  мкм,  $\Delta = 1,4$  мкм

вания обнаружили важную роль рефракции при сферическом облучении: доля рефрагированной энергии составляла 30–40%. Экспериментальные измерения достаточно хорошо согласуются с результатами численных расчетов при использовании в них модели классического поглощения. Вклад резонансного механизма поглощения невелик, доля резонансного поглощения энергии составляет  $\sim 1\%$ .

Интегральные по времени и пространству значения электронной температуры плазмы, зарегистрированные в обсуждаемых экспериментах, для различных оболочечных мишеней составляют  $\sim 0,3$ – $0,9$  кэВ. Использование в гидродинамической модели классической спитцеровской теплопроводности при указанной выше величине поглощенной энергии позволило в численных расчетах и теоретическом анализе дать близкое к экспериментальному описание состояния и динамики короны лазерных мишеней. Это наглядно проявляется при сравнении экспериментально зарегистрированных и расчетных значений средней температуры и особенно профиля плотности короны.

Физический институт им. П. Н. Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
30 марта 1979 г.

#### Литература

- [1] Н. Г. Басов, О. Н. Крохин. ЖЭТФ, 46, 171, 1964; Вестник АН СССР, 6, 55, 1970.
- [2] J. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, G. Zimmerman. Nature, 239, 139, 1972.
- [3] Ю. В. Афанасьев, Н. Г. Басов, П. П. Волосевич, Е. Г. Гамалий, О. Н. Крохин, С. П. Курдюмов, Е. И. Леванов, В. Б. Розанов, А. А. Самарский, А. Н. Тихонов. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, 2, IAEA, Vienna, 1975, p. 559. J. Nuckolls, J. Lindl, W. Mead, A. Thiessen, L. Wood, G. Zimmerman. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, 2, IAEA, Vienna, 1975, p. 535. G. S. Fraley, W. P. Gula, D. B. Henderson, R. L. McCrory, R. C. Malone, R. J. Mason, K. L. Morse. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, 2, IAEA, Vienna, 1975, p. 543.
- [4] Ю. В. Афанасьев, Н. Г. Басов, П. П. Волосевич, Е. Г. Гамалий, О. Н. Крохин, С. П. Курдюмов, Е. И. Леванов, В. Б. Розанов, А. А. Самарский, А. П. Тихонов. Письма в ЖЭТФ, 21, 150, 1975.

- [5] Е. Г. Гамалий, А. И. Громов, А. И. Исаков, Л. А. Крупянина, Ю. С. Леопов, Ф. И. Матвеева, Ю. А. Меркульев, А. И. Пикитечко, Е. Р. Рычкова, Г. В. Склизков. Труды ФИАН, 94, 29, 1977.
- [6] D. E. Solomon, T. M. Henderson. J. Appl. Phys., 8, L85, 1975.
- [7] Laser Programm Annual Report, LLL, 1976.
- [8] Н. Г. Басов, А. А. Кологривов, О. Н. Крохин, А. А. Рупасов, Г. В. Склизков, А. С. Шиканов. Письма в ЖЭТФ, 23, 474, 1976. N. G. Basov, Yu. A. Zakharenkov, N. N. Zorev, A. A. Kologrivov, O. N. Krokhin, A. A. Rupasov, G. V. Sklizkov, A. S. Shikanov. Plasma Physics, Proc. of the 36-th Nobel Symposium ed. by H. Wilhelmsson, Plenum Press, N. Y., 1977, p. 47. N. G. Basov, A. A. Kologrivov, O. N. Krokhin, A. A. Rupasov, G. V. Sklizkov, A. S. Shikanov, Yu. A. Zakharenkov, N. N. Zorev. Laser Inter. and Related Plasma Phenomena, Proc. of the 4-th workshop, Troy, 1976, ed. by H. Schwartz and H. Hora, Plenum Press, N. Y., v. 4A, 1977, p. 479.
- [9] D. Billon, P. A. Holstein, J. Launspach, C. Patou, J. L. Rocchiccioli, D. Schirmann. The 11-th European Conf. on Laser Inter. with Matter, Abstracts reserved, IV, Oxford, 1977.
- [10] Ю. В. Афанасьев, Н. Г. Басов, П. П. Волосевич, Е. Г. Гамалий, О. Н. Крохин, С. П. Курдюмов, Е. И. Леванов, В. Б. Розанов, А. А. Самарский, А. Н. Тихонов. Квантовая электроника, 2, 1816, 1975.
- [11] К. А. Bruesckner, S. Jorna. Rev. of Modern Phys., 46, 325, 1974. S. Yu Gus'kov, O. N. Krokhin, V. B. Rozanov. Nucl. Fus., 16, 6, 1976.
- [12] Н. Г. Басов, П. П. Волосевич, Е. Г. Гамалий, С. Ю. Гуськов, А. А. Ерохин, Ю. А. Захаренков, Н. Н. Зорев, А. А. Кологривов, В. Б. Розанов, А. А. Рупасов, А. А. Самарский, Г. В. Склизков, А. С. Шиканов. ЖЭТФ, 77, 11, 1979.
- [13] Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Г. В. Склизков, С. И. Федотов, А. С. Шиканов. ЖЭТФ, 62, 203, 1972.
- [14] Н. Г. Басов, Ю. А. Захаренков, Н. Н. Зорев, А. А. Кологривов, О. Н. Крохин, А. А. Рупасов, Г. В. Склизков, А. С. Шиканов. ЖЭТФ, 71, 1788, 1976.
- [15] Б. Л. Васин, Н. Н. Зорев, В. Н. Радаев, А. А. Рупасов, Г. В. Склизков, А. С. Шиканов, Л. И. Шишкина. Препринт ФИАН СССР, № 198, 1978.
- [16] А. А. Ерохин, Ю. А. Захаренков, Н. Н. Зорев, Г. В. Склизков, А. С. Шиканов. Физика плазмы, 4, 648, 1978.
- [17] Ю. А. Захаренков, О. Н. Крохин, Г. В. Склизков, А. С. Шиканов. Квантовая электроника, 3, 1068, 1976.
- [18] Ю. А. Захаренков, А. В. Роде, Г. В. Склизков, С. И. Федотов, А. С. Шиканов. Квантовая электроника, 4, 815, 1977.
- [19] Ю. А. Захаренков, Н. Н. Зорев, О. Н. Крохин, Ю. А. Михайлов, А. А. Рупасов, Г. В. Склизков, А. С. Шиканов. Письма в ЖЭТФ, 24, 557, 1975.
- [20] Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, М. В. Осипов, А. А. Рупасов, В. П. Силин, Г. В. Склизков, А. Н. Стародуб, В. Т. Тихончук, А. С. Шиканов. Препринт ФИАН СССР, № 256, 1978.
- [21] В. Ю. Быченко, Ю. А. Захаренков, О. Н. Крохин, А. А. Рупасов, В. П. Силин, Г. В. Склизков, А. Н. Стародуб, В. Т. Тихончук, А. С. Шиканов. Письма в ЖЭТФ, 26, 500, 1977.
- [22] А. А. Кологривов, Ю. А. Михайлов, Г. В. Склизков, С. И. Федотов, А. С. Шиканов, М. Р. Шпольский. Квантовая электроника, 2, 2223, 1975.
- [23] Н. Г. Басов, Е. Воловски, Э. Воруна, С. Денус, Ю. А. Захаренков, С. Калиски, Г. В. Склизков, Ю. Фарны, А. С. Шиканов. Препринт ФИАН СССР, № 194, 1978.
- [24] В. Л. Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме, «Наука», 1967.
- [25] Yu. V. Afanasiev, N. G. Basov, E. G. Gamaly, V. A. Gasilov, N. N. Demchenko, O. N. Krokhin, T. G. Lebo, V. B. Rozanov, A. A. Samarsky, V. F. Tishkin, A. P. Favorsky. Preprint FIAN, 1977.
- [26] G. Charatis, I. Downward, R. Goforth et al. Plasma Phys. and Controlled Nuclear

- Fusion Research, Proc. of the Int. Conf. Tokyo, 1974, IAEA, Vienna, v. 2, 1975, p. 317.
- [27] D. Billon, P. A. Holstein, J. Launspach, C. Patou, J. M. Reisse, D. Schirmann. Laser Inter. and Related Plasma Phenomena, ed. by H. Schwarz and H. Hora, Plenum Press, N. Y., v. 4A, 1977, p. 503.
- [28] D. T. Atwood, D. W. Sweceny, I. M. Auerbach, P. H. Y. Lee. Phys. Rev. Lett., 40, 184, 1978.
- [29] Р. Киддер. В сб. Проблемы лазерного термоядерного синтеза, Атомиздат, 1976, стр. 135.
- [30] В. П. Силин. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму, «Наука», 1973.
- [31] Н. Н. Зорев, Г. В. Склизков, А. С. Шикапов. Исследование ударных волн, образующихся при облучении сферических мишеней мощным лазерным излучением, доклад на XII Европейской конференции по взаимодействию лазерного излучения с веществом, Москва, 1978.
- [32] Ю. В. Афанасьев, П. П. Волосевич, Е. Г. Гамалий, О. Н. Крохин, С. П. Курдюмов, Е. И. Левапов, В. Б. Розанов. Письма в ЖЭТФ, 23, 470, 1976.
- [33] И. П. Бейгмап, Л. А. Вайнштейн, А. В. Виноградов. Астрон. журнал, 46, 985, 1969.
- [34] А. И. Авров, В. Ю. Быченков, О. Н. Крохин, В. В. Пустовалов, А. А. Рупасов, В. П. Силин, Г. В. Склизков, В. Т. Тихончук, А. С. Шикапов. Письма в ЖЭТФ, 24, 293, 1976; ЖЭТФ, 72, 970, 1977.
- [35] Н. Г. Басов, А. А. Ерохин, Ю. А. Захаренков, Н. П. Зорев, А. А. Кологривов, О. Н. Крохин, А. А. Рупасов, Г. В. Склизков, А. С. Шикапов. Письма в ЖЭТФ, 26, 581, 1977.
- [36] Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных газодинамических явлений, «Наука», 1966.
- [37] E. K. Storm, H. G. Ahlstrom, J. F. Holzrichter. Report, presented to the European Conf. on Laser Inter. with Matter, Palaiseau, France, LLL UCRL-78729, 1976. E. K. Storm, H. G. Ahlstrom, M. J. Boyle et al. Laser Fusion Experiments, LLL, Preprint UCRL-78584, rev. 1, 1976.
- [38] M. H. Key, R. G. Evans, D. J. Nicholas et al. Implosion and Compression of Gas Filled Microballoons, IV, 9, presented at the 11-th European Conf. on Laser Inter. with Matter, Oxford, sept. 1977, Preprint RL-77-122/B Rutherford Laboratory, Chilton, Didcot, Oxon, OX 110QX.

#### INVESTIGATION OF THE PHYSICAL PROCESSES OCCURRING IN THE CORONA OF SHELL TARGETS IRRADIATED BY A LASER

*Yu. V. Afanasyev, N. G. Basov, B. L. Vasin, P. P. Volosovich,  
E. G. Gamalii, S. Yu. Guskov, N. N. Demchenko, Yu. A. Zakharenkov,  
N. N. Zoryev, A. A. Kologrivov, V. B. Rozanov, A. A. Rupasov,  
A. A. Samarsky, G. V. Sklizkov, A. S. Shikanov*

The interaction between nanosecond duration laser radiation and shell targets in the «compressing» shell regime, the formation and corona state of the laser targets are investigated. Experiments performed with the «Kalmar» equipment yielded the fraction of laser radiation energy absorbed, reflected and refracted as well as the dependences of these quantities on the shell parameters. The temperature and distribution of the plasma density in the corona of the laser targets are measured. A theoretical analysis and numerical calculations indicate the bremsstrahlung nature of laser radiation absorption and low level of the fraction of resonant absorption (<1%). They also explain the important role of refraction in the spherical experiments and point to the relation between the hydrodynamic processes in the target corona and the dynamics of the shell. The agreement between the experiments and numerical calculations substantiate the conclusion that the hydrodynamic model of a corona with classical bremsstrahlung of laser radiation and Spitzer thermal conductivity is valid.