

Использование конических мишеней в исследованиях по инерциальному термоядерному синтезу

И.К.Красюк, А.Ю.Семенов, А.А.Чарахчян

Показано, что конические мишени являются перспективным объектом для исследований кумулятивных явлений, с помощью которых можно достичь высоких концентраций энергии, и их использование в экспериментах с высококонцентрированными потоками энергии может предоставить новые возможности для исследования физических свойств вещества в условиях экстремально высоких температур, давлений и плотностей. Приведены полученные к настоящему времени основные экспериментальные и теоретические результаты, связанные с исследованием конических мишеней, и рассмотрен ряд возможных их применений в будущем.

Ключевые слова: конические мишени, термоядерные реакции, кумулятивные эффекты.

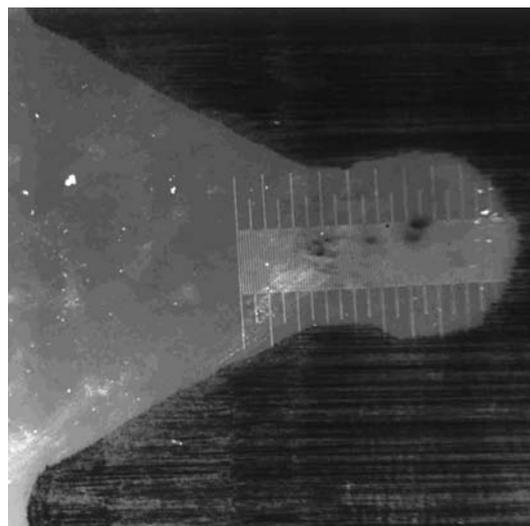
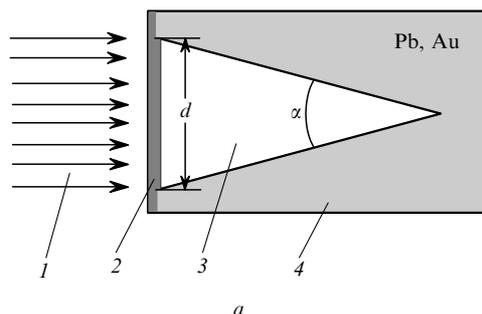
1. Введение

Прогресс в разработке и создании мощных импульсных источников энергии позволяет исследовать свойства вещества в условиях экстремально высоких температур и давлений. Для реализации этих условий используют воздействие мощных потоков энергии на мишени различной степени сложности – от однородных плоских до многослойных сферических. В ряду таких мишеней особое место занимают конические мишени, впервые предложенные в [1] для получения высокотемпературной плазмы с целью осуществления управляемого термоядерного синтеза.

Конические мишени представляют собой полость конической формы в сплошном материале большой плотности, заполненную газообразным дейтерием или его смесью с тритием (рис.1,а). Газ удерживается плоской тонкостенной или выпуклой оболочкой. В процессе взаимодействия с концентрированным потоком энергии или высокоскоростным ударником оболочка мишени движется внутрь мишени с большой скоростью, сжимая и нагревая содержащийся в ней газ.

Интерес к коническим мишеням вызван рядом причин. Во-первых, являясь частью сферического объема, конические мишени, заполненные термоядерным горючим, могут быть удобной моделью оболочечных сферических мишеней, которые нашли широкое применение в экспериментах по инерциальному термоядерному синтезу. При этом процессы, протекающие в сферических мишенях, предположительно могли бы быть смоделированы с помощью конических мишеней при потоках энергии, в $\Omega/4\pi$ раз меньших, чем при использовании сферических мишеней (где Ω – телесный угол, занимаемый конической мишенью). Во-вторых, применяя коническую

мишень, можно инициировать термоядерную реакцию в небольшом объеме, а затем использовать выделяющуюся



И.К.Красюк, А.Ю.Семенов. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: krasuyuk@kapella.gpi.ru, semenov99@rambler.ru
А.А.Чарахчян. Вычислительный центр им. А.А.Дородницына РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 40; e-mail: chara@ccas.ru

Поступила в редакцию 6 июня 2005 г.

Рис.1. Схематическое изображение конической мишени (а) и ее микросрез после лазерного воздействия в условиях опытов [7, 8] (цена большого деления шкалы микроскопа 0.1 мм) (б):

1 – пучок концентрированной энергии; 2 – плоская или сферическая оболочка мишени; 3 – газообразный дейтерий или смесь дейтерий – тритий; 4 – пластический материал мишени с большой плотностью (свинец или золото).

юся энергию для поджига основной массы горючего. И наконец, конические мишени представляют собой перспективный объект для реализации кумулятивных явлений, с помощью которых можно достичь высоких концентраций энергии.

В данном обзоре приведены полученные к настоящему времени основные экспериментальные и теоретические результаты, связанные с исследованием конических мишеней. При этом наибольшее внимание уделено работам, выполненным с участием авторов настоящей статьи.

2. Краткий обзор экспериментальных результатов

Вначале приведем краткий хронологический обзор основных экспериментальных результатов, полученных разными авторами при исследованиях конических мишеней. Затем более подробно изложим результаты аналогичных экспериментальных исследований, выполненных в Институте общей физики им. А.М.Прохорова РАН.

В экспериментах с коническими мишенями применялись различные методы разгона оболочки мишени: пучковый (метод релятивистского электронного пучка), лазерный и взрывной. Во всех случаях при заполнении конической мишени газообразным дейтерием или смесью дейтерий – тритий был зарегистрирован нейтронный выход, что указывает на осуществление в этих опытах реакций термоядерного синтеза.

В работе [2] эксперименты выполнены с мишенями в виде конической полости в свинце ($\alpha = 60^\circ$, $d = 2$ мм), заполненной газообразным дейтерием при давлении 0.2 атм с добавкой 7 % аргона. Оболочка мишени из полиэтилена толщиной 10 мкм разгонялась до скорости 50–70 км/с с использованием энергии импульса рентгеновского излучения, возникающего при действии (в течение 30 нс) на дополнительную внешнюю оболочку мишени (золото или платина толщиной 5 мкм) пучка релятивистских электронов с энергией 1.5 кДж. Максимальный зарегистрированный нейтронный выход составил $(1 - 3) \times 10^6$ нейтронов за импульс. Из теоретических оценок следовало, что дейтериевая плазма была сжата в 1000 раз и нагрета до температуры 1 кэВ.

В работе [3] применялась мишень в виде конической полости в золоте ($\alpha = 60^\circ$, $d = 2$ мм), заполненная газообразным дейтерием при давлении 1.2 атм. Оболочка мишени из полиэтилена толщиной 100 мкм разгонялась с помощью химического взрывчатого вещества в специальном устройстве, использующем эффект кумуляции, до скорости 50 км/с. В опытах зарегистрировано 3×10^7 нейтронов за импульс. Оценки авторов показали, что термоядерный синтез в данном случае происходит в сжатом в 1000 раз дейтерии при температуре около 0.51 кэВ. Теоретические оценки ожидаемых результатов даны в работе [4], а детальный обзор этих экспериментов приведен в [5, 6].

В работах [7] и [8] эксперименты проводились с мишенями в виде конической полости в свинце ($\alpha = 53^\circ$ и 30° , $d = 2$ мм), заполненной газообразным дейтерием при давлении 0.2–1 атм. Оболочки мишеней из полиэтилентерефталата ($(C_{10}O_4H_8)_n$, плотность 1.38 г/см³) толщиной 1–5 мкм разгонялись под действием импульса излучения неодимового лазера с энергией 70 Дж и длительностью на полувывоте 22 нс. Максимальная скорость

оболочек мишени в этих опытах достигала 150 км/с, а максимальный зарегистрированный нейтронный выход составлял 4×10^4 нейтронов за импульс.

В работе [9] использовалась мишень в виде конической полости в свинце ($\alpha = 40^\circ$, $d = 0.138$ мм), заполненная газообразной смесью дейтерия с тритием при давлении 2 атм. Оболочка мишени из поливинилового спирта толщиной 13 мкм разгонялась под действием импульса излучения CO₂-лазера с энергией 160 Дж и длительностью 1.2 нс. Нейтронный выход достигал 2.8×10^5 нейтронов за вспышку.

В работе [10] эксперименты проводились с коническими мишенями, параметры которых были такими же, как и в [7] ($\alpha = 53^\circ$, $d = 2$ мм). Плоская оболочка мишени из алюминия толщиной 0.25–0.3 мм разгонялась до скорости 5.4 км/с с помощью линейной взрывной метательной системы на основе взрывчатого вещества. В этих опытах зарегистрирован нейтронный выход 10^6 нейтронов за взрыв. В дальнейшем взрывная метательная система была усовершенствована. Для увеличения скорости оболочки мишени из алюминия толщиной 30 мкм до 18 км/с использовалась слоистая метательная система с ударником из молибдена толщиной 100 мкм, разгоняемым до скорости 10 км/с. Это позволило увеличить нейтронный выход в несколько раз. Оценка параметров дейтериевой плазмы на конечной стадии процесса по нейтронному выходу дала следующие значения: давление 60 Мбар, степень сжатия 3400 и максимальная температура 240 эВ.

В работах [11] и [12] эксперименты выполнены с мишенями в виде конической полости в нержавеющей стали ($\alpha = 60^\circ$, $d = 3.2$ мм), заполненной газообразным дейтерием при давлении до 6 атм. Оболочка мишени из нержавеющей стали толщиной 130 мкм разгонялась в результате кумуляции сходящейся полусферической ударной волны в газообразной смеси водород – кислород. Нейтронный выход составил $\sim 10^3$ нейтронов за вспышку.

В работе [13] эксперименты проводились с мишенями в виде конической полости в свинце ($\alpha = 60^\circ$, $d = 0.3 - 0.8$ мм), заполняемой газообразным дейтерием (либо смесью дейтерий – тритий) при давлении 0.1–1 атм. Оболочка мишени из полиэтилена толщиной 10 мкм разгонялась в результате расширения алюминиевой фольги, взрывающейся под действием импульса напряжения с амплитудой 25 кВ и длительностью 2 мкс. При наполнении мишени смесью дейтерий – тритий был зарегистрирован нейтронный выход выше уровня детектирования (численное значение этого уровня в статье не указано). В [13] дан также первый краткий обзор экспериментов с коническими мишенями.

Основные результаты, полученные при экспериментальных исследованиях конических мишеней, приведены в табл. 1.

3. Основные результаты экспериментов, полученные при лазерном воздействии на конические мишени и их обсуждение

Экспериментальное изучение количественных характеристик процессов, происходящих внутри конических мишеней, осложнено отсутствием надежных прямых методов их диагностики. Из имеющихся работ больше всего экспериментальных данных о физических процессах в

Табл.1. Результаты экспериментов по генерации термоядерной плазмы в конических мишенях.

Источник энергии	Параметры воздействия на мишень			Мишень							N	Год	Литература
	E (Дж)	t_p (нс)	v (км/с)	Материал стенки	d (мм)	α (град)	Материал оболочки	h (мкм)	Газ	p_0 (атм)			
РЭП	1.5×10^3	30	50–70	свинец	2	60	полиэтилен	10	$D_2 + 7\% \text{ Ar}$	0.2	$(1-3) \times 10^6$	1976	[2]
ХВВ	–	–	50	золото	2	60	полиэтилен	100	D_2	1.2	3×10^7	1977	[3]
Nd-лазер	70	22	до 150	свинец	2	53 30	полиэтилен-терефталат	1	D_2	0.2–1	4×10^4	1977	[7]
								3					
CO ₂ -лазер	160	1.2	40	свинец	0.132	40	поливиниловый спирт	13	DT	2	2.8×10^5	1979	[9]
								30					
ХВВ	–	–	5.4 18	свинец	2	53 30	алюминиевая фольга	250 30	D_2	0.7	$(1-4) \times 10^6$	1980	[10]
ХВВ	–	–	–	нержавеющая сталь	3.2	60	нержавеющая сталь	130	D_2	до 6	$\sim 10^3$	1982	[11, 12]
Электро-взрыв фольги	20×10^3	2×10^3	5–10	свинец	0.3–0.8	60	полиэтилен	10–25	D_2 DT	0.2–1	выше уровня детектирования	1984	[13]

Примечания: РЭП – релятивистский электронный пучок; ХВВ – химическое взрывчатое вещество; E – энергия излучения; t_p – длительность импульса; v – скорость оболочки мишени; d – входной диаметр конической полости; α – угол раствора конической мишени; h – толщина оболочки; p_0 – давление газа; N – выход нейтронов.

конических мишенях получено в работах, связанных с лазерным воздействием на конические мишени [14]. В полном объеме они приведены в сборнике [15]. В табл.2 содержатся данные о начальных характеристиках использованных мишеней и об условиях проведения опытов, а также результаты этих опытов.

Эксперименты были проведены на лазерной установке на неодимовом стекле. Длина волны лазерного излучения $\lambda = 1.06$ мкм. Импульс генерации почти гауссовой формы имел длительность на полувысоте 22 нс. Энергия в импульсе достигала 70 Дж. Методом регистрации (с по-

мощью электронно-оптической камеры) доплеровского сдвига частоты лазерного излучения, отраженного назад от мишени, были измерены скорости оболочки мишени v (рис.2). Их временные зависимости с большой точностью могут быть аппроксимированы выражением вида

$$v(t) = \left(\frac{mu}{a} \right)^{1/2} \frac{1 - B_0}{1 + B_0}, \quad B_0 = \left(1 - \frac{t}{t_v} \right)^q, \quad q = 2 \left(\frac{au}{m} \right)^{1/2},$$

$$\dot{m} = \frac{m_0}{t_v}. \quad (1)$$

Табл.2. Параметры мишеней, условия и результаты экспериментов, полученные при лазерном воздействии на конические мишени.

Номер опыта	α (град)	h (мкм)	p_D (атм)	r_0 (мм)	m_D (10^{-7} г)	E_0 (Дж)	N (10^4)	u (10^6 см/с)	T (кэВ)	t (нс)	m_0/t_v (10^4 г·см ⁻² ·с ⁻¹)	p_a (10^6 атм)	v_{max} (10^6 см/с)	x (мм)
1	30	3	1.0	2.6	7.1	46	3.1	1.33	2.9	35.2	1.2	15.7	9.4	0.42
2	30	3	0.5	3.4	3.6	48	2.8	1.33	6.1	44.5	0.9	12.4	11.8	0.56
3	30	3	0.5	3.4	3.6	54	3.2	1.06	6.9	32.1	1.3	13.7	12.4	0.34
4	30	3	0.2	5.3	1.4	57	3.3	1.06	18.1	42.2	1.0	10.4	17.1	0.45
5	30	1	0.5	1.9	3.6	55	4.0	2.37	7.0	18.7	0.8	18.1	14.3	0.47
6	30	1	0.2	3.0	1.4	53	2.2	0.55	16.8	9.7	1.4	7.8	14.8	0.05
7	30	3	0.5	3.4	3.6	52	2.5	0.35	6.6	19.4	2.1	7.5	9.2	0.07
8	30	3	0.5	3.4	3.6	46	1.0	0.89	5.8	22.9	1.8	16.1	13.5	0.20
9	30	1	1.0	1.3	7.1	53	2.2	2.32	3.4	18.7	0.7	17.1	9.8	0.35
10	30	1	0.8	1.5	5.7	58	3.2	0.28	4.6	10.1	1.4	3.7	9.6	0.03
11	53	3	0.2	2.7	2.6	57	1.4	1.59	39.0	26.0	1.6	25.3	13.3	0.38
12	53	3	0.5	3.4	1.7	55	1.5	1.56	15.1	23.3	1.8	27.8	17.7	0.36
13	53	1	0.5	1.9	1.7	54	2.2	1.40	14.8	6.8	2.0	28.4	17.9	0.10
14	53	5	0.5	4.5	1.7	41	1.4	0.74	11.2	31.9	2.2	16.0	13.4	0.24
15	53	5	1.0	3.4	3.3	46	2.2	1.64	6.3	33.6	2.1	33.7	13.8	0.50
16	53	3	0.5	3.4	1.7	46	2.0	0.73	12.6	24.8	1.7	12.2	11.7	0.18
17	53	5	0.5	4.5	1.7	61	2.3	1.10	16.7	28.8	2.4	26.3	17.2	0.32
18	53	1	1.0	1.3	3.3	52	1.7	1.33	7.1	16.4	0.8	11.2	7.9	0.19

Примечания: α – угол раствора конической мишени; h – толщина оболочки; p_D и m_D – давление и масса дейтерия в мишени; r_0 – радиус кривизны оболочки; E_0 – энергия импульса лазерного излучения; N – выход нейтронов; u – скорость истечения паров; T – средняя вычисленная температура дейтерия; t_v – время полного испарения оболочки; m_0 – начальная масса оболочки на единицу площади; p_a – среднее абляционное давление, действующее на оболочку; v_{max} – максимальная скорость оболочки; x – расстояние, пройденное оболочкой за время действия лазерного импульса.

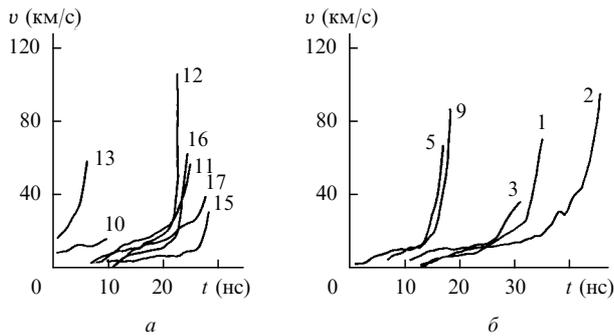


Рис.2. Экспериментально измеренные $v-t$ -диаграммы движения оболочек мишени с углом раствора $\alpha = 30^\circ$ (а) и 53° (б) [15]. Номера кривых соответствуют номерам опытов в табл.2.

Оно получено с использованием модели реактивного движения тела с переменной массой при учете его торможения в атмосфере дейтерия. В (1) параметр $a = (\gamma + 1)\rho/2$ (где γ – показатель адиабаты газа, ρ – его плотность) характеризует тормозящие свойства атмосферы; u – скорость истечения паров относительно движущегося тела; m_0 – масса единицы площади оболочки; t_v – время ее полного испарения под действием лазерного излучения. При $t \rightarrow t_v$ скорость оболочки приближается к своему максимальному значению $v_{\max} = (\dot{m}u/a)^{1/2}$. Величины u , t_v и v_{\max} для каждого опыта приведены в табл.2. Предельный переход при $a \rightarrow 0$ (отсутствие торможения) приводит выражение (1) к виду

$$v(t) = -u \ln \left(1 - \frac{t}{t_v} \right) = u \ln \frac{m_0}{m(t)}. \quad (2)$$

Экспериментально было установлено, что внутрь мишени попадает около 15 % полной энергии лазерного импульса, падающего на мишень. Эта энергия состоит из кинетической энергии неиспаренной части оболочки (1 %) и суммы тепловой и кинетической энергий привязанного к ней плазменного факела (14 %). На рис. 1, б показан микросрез одной из мишеней после лазерного воздействия. Видно, что в результате микровзрыва в вершине мишени образуется симметрично расположенная относительно оси конуса сферическая полость. К смещению стенки мишени приводят импульс давления и высокая температура плазмы, возникающей в процессе лазерной абляции оболочки мишени и сжатия и нагрева газа, заполняющего мишень. Массу плазменного облака, летящего внутрь мишени, можно приблизительно оценить, положив $v(t) = u$ в формуле (2). Она оказывается равной m_0/e , где e – основание натурального логарифма.

Измерения электронной температуры T_e плазменного факела методом абсорбционной двухфольговой методики с использованием фильтров из бериллия толщиной 20 и 100 мкм дали значение 40 эВ. Методом торможения оболочки мишени из полиэтилентерефталата в атмосфере ксенона либо воздуха была определена зависимость скорости испарения массы с единицы площади \dot{m} (в $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$) от интенсивности лазерного излучения I в диапазоне $(0.1 - 1) \times 10^{11}$ Вт/см² [16]:

$$\dot{m} = (1.6 \pm 0.1) \times 10^4 [I / (10^{11} \text{ Вт/см}^2)]^{1.6 \pm 0.1}. \quad (3)$$

Электроконтактным зондовым методом было измерено пространственное распределение электрического по-

ля в плазменной короне, привязанной к оболочке мишени. Напряженность электрического поля в плазменной короне достигала ~ 1 кВ/см.

С целью оценки параметров дейтериевой плазмы, образующейся на конечной стадии ее сжатия и нагрева в центре конической мишени, была сделана статистическая обработка результатов экспериментов, представленных в табл.2 (см., напр., работы [14, 15, 17, 18]). Проиллюстрируем статистический подход применительно к реакции синтеза D–D. Известно, что в случае однородно нагретой дейтериевой плазмы, полное число нейтронов за импульс N в результате термоядерной D–D-реакции синтеза вычисляется по формуле

$$N = 0.65 \times 10^{-14} n^2 V \tau (kT)^{-2/3} \exp[-18.76(kT)^{-1/3}],$$

где n и V – концентрация (в см^{-3}) и объем (в см^3) дейтериевой плазмы, равномерно нагретой до температуры kT (в кэВ), а τ – продолжительность реакции синтеза (в секундах). Положим, что $\tau = \delta r / c_s$, где r – радиус плазменной области, c_s – скорость распространения звука, а δ – коэффициент пропорциональности. Введем также дополнительно коэффициент пропорциональности μ , который равен отношению массы m дейтерия, нагретого до температуры kT , к полной массе дейтерия m_D , заполняющего мишень, т.е. $\mu = m / m_D$. В этих предположениях $n^2 \sim (m_D / r^3)^2$, $V \sim r^3$, $\tau \sim r / c_s \sim r T^{-1/2}$, и тогда функциональный множитель $n^2 V \tau T^{-2/3}$ перед экспоненциальным членом в формуле для нейтронного выхода примет вид

$$\begin{aligned} n^2 V \tau T^{-2/3} &\sim \left(\frac{m_D}{r^3} \right)^2 r^3 r T^{-1/2} T^{-2/3} = \left(\frac{m_D}{r^3} r \right) m_D T^{-7/6} \\ &= \langle \rho r \rangle m_D T^{-7/6}. \end{aligned}$$

Учитывая теперь все коэффициенты пропорциональности, значения физических констант и размерности величин, окончательно получаем соотношение для N в виде

$$N = 2.53 \times 10^{25} \langle \rho r \rangle m_D \mu \delta (kT)^{-7/6} \exp[-18.76(kT)^{-1/3}].$$

После логарифмирования этого выражения его можно представить в виде линейного соотношения $Y = AX + B$, где подразумевается, что в переменные X и Y входят только величины, измеряемые в опытах, а коэффициенты A и B составлены из искомым неизвестных величин, в данном случае μ и δ . В частности, если из экспериментов известны величины N , $\langle \rho r \rangle$ и kT , то

$$X = 18.76(kT)^{-1/3}, \quad Y = -\ln \frac{N(kT)^{7/6}}{2.53 \times 10^{25} \langle \rho r \rangle m_D},$$

$$A = -\ln(\mu \delta), \quad B = 1.$$

Если в ряде экспериментов значения X , Y будут группироваться около некоторой прямой, то это будет указанием на регулярный подобный характер процессов, протекающих в термоядерных мишенях от опыта к опыту, что позволяет оценить, в частности, величину $\mu \delta$, т.к. $A \approx \text{const}$.

Теперь рассмотрим другой случай, когда отсутствуют, например, измерения температуры. Тогда можно,

сделав ряд дополнительных предположений, получить формулу для температуры при условии, что уже новые измеряемые переменные X , Y опять сгруппируются вдоль прямой линии. В частности, исследование экспериментальных результатов по взаимодействию лазерного излучения с коническими мишенями показало, что в этом случае является оправданным предположение $kT = \beta\epsilon/m_D$, где m_D – масса дейтерия, заполняющего мишень (в 10^{-3} г), ϵ – поглощенная лазерная энергия (в Дж), а β – коэффициент пропорциональности. Тогда в качестве новых переменных X и Y были взяты измеряемые величины

$$X = 18.76(\epsilon/m_D)^{-1/3},$$

$$Y = -\ln \frac{NV_0(\Omega/4\pi)^{4/3}(\epsilon/m_D)^{7/6}}{2.53 \times 10^{25} m_D^3 (3V_0/4\pi)^{1/3}},$$

где Ω – телесный угол конической мишени, а V_0 – ее объем (в см^3). В таких новых переменных X и Y экспериментальные точки сгруппировались вдоль прямой с коэффициентом корреляции $R = 0.99$ (рис.3), при этом

$$A = -\ln(\mu^{4/3} \delta \xi^{2/3} \beta^{-7/6}) = 9.77 \pm 0.41,$$

$$B = \beta^{-1/3} = 2.82 \pm 0.12,$$

где ξ – степень сжатия вещества в зоне реакции. Следовательно, отсюда получаем

$$kT = 22.42\epsilon/m_D, \quad \mu^{4/3} \delta \xi^{2/3} = 1.53 \times 10^{-6}.$$

Значения температуры T дейтериевой плазмы в конических мишенях для каждого опыта, определенные по предложенной методике, приведены в табл.2.

Из полученных соотношений можно оценить также отношение μ/κ , где κ – коэффициент преобразования поглощенной энергии в тепловую энергию термоядерной плазмы. Действительно, $\kappa = mkT/\epsilon = \mu m_D \beta \epsilon / (m_D \epsilon) = \mu B^{-3}$, откуда $\mu/\kappa = 7.0 \times 10^{-3} B^3 = 0.156$. Поскольку $\kappa < 1$, то, следовательно, $\mu < 0.15$. Однако в силу того, что коэффициент преобразования κ , по оценкам, не превышает 0.1, до термоядерной температуры нагрета малая часть дейтерия, заведомо не превышающая нескольких процентов от его общей массы.

Таким образом, статистический анализ в ряде случаев позволяет возместить недостаток измеряемых величин и,

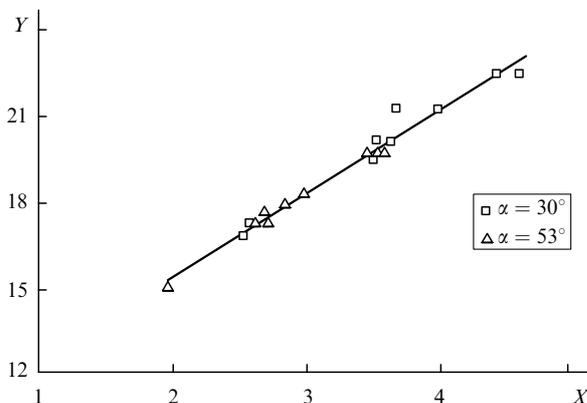


Рис.3. $X - Y$ -представление результатов экспериментов по лазерному термоядерному синтезу в конических мишенях, заполненных газообразным дейтерием [14, 15, 17, 18].

более того, определить для неизмеренных величин функциональную зависимость от параметров опыта. Результаты статистического анализа для других переменных X и Y в случае сферических мишеней и дейтерий-третиевой плазмы приведены в работах [17] и [18]. В частности, в них были получены соотношения $kT = 9.63\epsilon/M$ (в Дж/нг), где M – полная масса сферической мишени и $\mu\delta = 3.05 \times 10^{-3}$.

Выводы, сделанные с помощью статистического подхода в приложении к экспериментам с коническими мишенями, находятся в удовлетворительном согласии с результатами численного моделирования [19, 20] процесса генерации термоядерных нейтронов, при котором в качестве граничного условия использовались данные одной из экспериментальных диаграмм движения оболочки мишени (кривая 2 на рис.2,б). Постановка задачи учитывала экспериментально измеренную зависимость скорости сжимающей оболочки от времени, деформацию мишени, а также ионную и электронную теплопроводность двухтемпературной дейтериевой плазмы в качестве механизма ограничения температуры при схлопывании сходящихся ударных волн.

Приводимые ниже результаты взяты из работы [20], в которой точность двумерного расчета по сравнению с [19] значительно увеличена с помощью явного выделения головной ударной волны (в виде линии сетки) в течение всего времени, пока эта волна не подойдет достаточно близко к вершине конуса. На рис.4 показаны зависимости от времени максимальной по пространству ионной температуры и нейтронного выхода. Узкие максимумы на профиле температуры отвечают моментам схлопывания ударной волны: первый максимум – схлопыванию головной ударной волны, а второй – схлопыванию вторичной волны, отразившейся от оболочки. Видно, что увеличение нейтронного выхода происходит только вблизи этих моментов времени, причем основной вклад в нейтронный выход дает схлопывание вторичной волны. Стадия адиабатического сжатия высокотемпературной плазмы отсутствует из-за небольшой массы оболочки. Рассчитанный полный нейтронный выход $N = 1.7 \times 10^4$ удовлетворительно согласуется с полученным экспериментально значением 2.8×10^4 . Решение сферически-симметричной одномерной задачи, в которой деформация мишени не учитывается, дает завышенные пиковые значения ионной температуры и, как следствие, завышенный нейтрон-

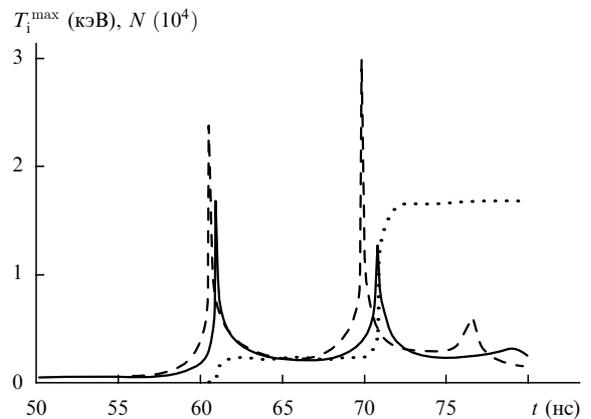


Рис.4. Зависимости от времени максимальной ионной температуры T_i^{\max} , рассчитанные по двумерной (сплошная кривая) и одномерной (штриховая кривая) моделям, а также зависимость от времени нейтронного выхода N , рассчитанная по двумерной модели (пунктирная кривая) [20].

ный выход (примерно 2×10^5). К аналогичным выводам приводят и результаты работы [21], в которой рассмотрена задача о входе ударной волны в закругленную вершину конической мишени, заполненной дейтерием, без учета ее деформации.

Таким образом, нейтронный выход в рассмотренных экспериментах, по-видимому, можно объяснить кратковременным всплеском ионной температуры в небольшой окрестности точки схлопывания ударной волны. При этом неизбежная деформация стенок конической мишени в ее вершине вызывает снижение величины нейтронного выхода и тем самым играет в определенном смысле стабилизирующую роль, что приводит к близким значениям нейтронного выхода, несмотря на существенные различия в начальных условиях выполненных экспериментов (табл.2).

4. Физические процессы в конических мишенях

Дадим обзор основных теоретических работ, которые в той или иной степени связаны с изучением физических процессов в конических мишенях. Обзор не претендует на исчерпывающую полноту, т. к. эти работы являются достаточно разрозненными, фрагментарными и принадлежат к различным областям физики, в частности таким, как физика плазмы и механика сплошных сред. При этом в исследованиях были использованы как аналитические методы, так и разнообразные методы численного моделирования.

В работе [1] даны теоретические оценки и приведены автомодельные решения для схемы сжатия плазмы в конической геометрии при высокоскоростном взаимодействии ударников или мишеней. Автомодельные решения относятся, в том числе, к сжатию и нагреву вещества в плоской, цилиндрической и сферической полостях. Последняя имеет место в «носике» конуса. В работах [22, 23] на основе простой аналитической модели сделана оценка влияния стенок мишени на величину нейтронного выхода при лазерном воздействии на конические мишени. В [24] аналитически рассмотрена задача о генерации спонтанных магнитных полей при сжатии лазерной плазмы в сферической и конической геометриях. Обсуждаются возможности экспериментального наблюдения магнитного поля в сжимающейся лазерной плазме.

Наиболее важным является применение методов численного моделирования, которые наиболее полно учитывают все процессы в конических мишенях и служат эффективным способом исследования, позволяющим получить в ряде случаев интересные и физически значимые результаты.

При численном моделировании процессов взаимодействия ударников с коническими мишенями используются варианты расчетов как в одномерной, так и двумерной геометрии. В первом случае конус заменяется сферическим сегментом, т. е. само вещество, в котором образована коническая полость, не рассматривается. Тем самым задача сводится к моделированию движения сферической оболочки к центру. Число подобных расчетов, выполненных в связи с моделированием сферических мишеней лазерного термоядерного синтеза, достаточно велико. Соответствующую библиографию можно найти в обзорах [25 – 30]. Однако в приложении к коническим мишеням остается открытым вопрос о правомер-

ности сведения реальной задачи к задаче о сферической мишени. Это связано с тем, что существуют принципиально двумерные эффекты взаимодействия подвижной оболочки со стенками конической мишени и деформация стенок на финальной стадии взаимодействия. Так, например, в ряде случаев происходит образование высокоскоростных струй вещества при взаимодействии ударника с наклонной стенкой мишени [31 – 37]. Развитие неустойчивостей в таком течении может, в частности, явиться причиной значительного расхождения экспериментальных значений нейтронного выхода в одинаковых условиях опытов. Различие при этом может достигать нескольких порядков, на что было обращено внимание еще в экспериментальной работе [6].

Другое указание на важность учета существенной двумерности рассматриваемого процесса можно найти, в частности, в работе [9], где учет двумерных эффектов привел к снижению ожидаемого нейтронного выхода по сравнению с одномерной постановкой задачи почти в 200 раз. Естественным поэтому является обращение исследователей к двумерной постановке задачи. Однако до настоящего времени число вычислительных работ в данном направлении значительно меньше числа работ, в которых проведены одномерные расчеты, что объясняется некоторым усложнением задачи [9, 21, 38 – 41].

Первые работы по численному моделированию взаимодействия ударников с конической полостью [42], которые были связаны с экспериментом [10] по взрывному инициированию D – D реакции с помощью алюминиевых ударников, показали образование при определенных условиях высокоскоростных кумулятивных струй внутри мишеней (рис.5). Экспериментальные измерения [43] подтвердили адекватность численного моделирования. В этих

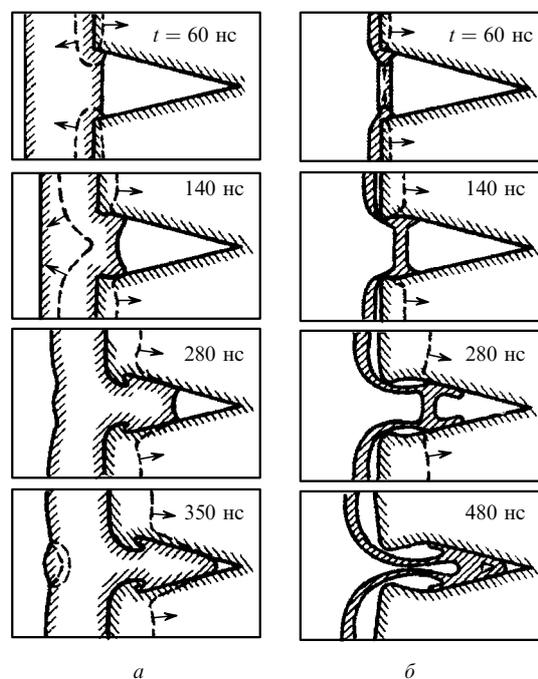


Рис.5. Кумулятивные явления при высокоскоростном взаимодействии алюминиевого ударника с конической полостью в свинце [42, 43]. Использовались ударники толщиной 2 мм со скоростью 5.4 км/с (а) и толщиной 0.25 мм со скоростью 10 км/с (б). Время t отсчитывается от момента подлета ударника к мишени. Штриховые линии – положение фронтов ударных волн, стрелки – направление их движения.

экспериментах в вакууме была измерена средняя скорость вещества, вылетевшего из отверстия в вершине 30-градусной конической мишени диаметром 1.15 мм. Скорость на расстоянии 20 мм от среза мишени составила 16.5 ± 1.0 км/с при начальной скорости алюминиевого ударника толщиной 2 мм, равной 5.4 км/с. Численное решение данной задачи дало скорость 17.5 км/с.

В более полной постановке, учитывающей наличие в мишени дейтерия, эта задача рассматривалась в цикле работ, подытоженных в [44]. При моделировании использовались широкодиапазонные полуэмпирические уравнения состояния металлов [45] и уравнение состояния идеального газа (дейтерия). Нейтронный выход рассчитывался интегрированием по времени и всему объему дейтерия с применением известной формулы для скорости D–D-реакции. Параметры ударника и мишени соответствовали эксперименту [10]: использовались алюминиевый ударник с толщиной 2 мм и скоростью 5.4 км/с и свинцовая мишень с $\alpha = 53^\circ$, закрытая алюминиевой крышкой толщиной 0.3 мм. Было показано, что в эксперименте возникает кольцевая кумулятивная струя алюминия, аналогичная той, которая видна на рис.5,б для случая тонкого ударника и $\alpha = 28^\circ$. На рис.5,а, отвечающем случаю толстого ударника и тому же значению α , кумулятивной струи нет. Однако для $\alpha = 53^\circ$ эта струя появляется и в случае толстого ударника. Схлопываясь на оси симметрии, кольцевая кумулятивная струя делит объем дейтерия на две части и порождает внутри относительно спокойного дейтерия его высокоскоростные струи, распространяющиеся вдоль оси симметрии. Несмотря на наличие таких струй, рассчитанный нейтронный выход оказался незначительным. Попытка объяснить появление нейтронов в эксперименте вязким нагревом высокоскоростной струи дейтериевой плазмы в узком пограничном слое у границы с алюминием [46] также дала отрицательный результат. Таким образом, механизм генерации нейтронов в этом эксперименте остался по-прежнему в полной мере не установленным.

Ряд последующих теоретических работ был посвящен кольцевым кумулятивным струям. Остановимся вначале на исследовании [47, 48] устойчивости струи к осесимметричным возмущениям внутренней границы крышки мишени. Начальное возмущение границы было синусоидальным с амплитудой 0.2% от высоты конуса. Развитие возмущения показано на рис.6. Видно, что формирование кумулятивной струи происходит на фоне развитой неустойчивости Рихтмайера – Мешкова на основной части внутренней границы крышки ($t = 100$ и 160 нс). «След» этой неустойчивости остается на границе струи в виде небольших по амплитуде немонотонностей, которые со временем уменьшаются. К моменту схлопывания струи ($t = 210$ нс) эти немонотонности исчезают и граница струи оказывается гладкой. Хотя численное исследование не может дать строгого ответа на вопрос об устойчивости течения к возмущениям любой частоты, выполненные расчеты позволяют с большой долей вероятности предположить, что кумулятивные струи, возникавшие в эксперименте [10], устойчивы к осесимметричным возмущениям внутренней границы крышки мишени.

В работе [49] рассчитаны спонтанное электромагнитное поле в дейтериевой плазме и условия его проникновения в мишень. Задача для электромагнитного поля ставится аналогично тому, как это обычно делается при моделировании лазерной плазмы (см., напр., [50]). На рис.7

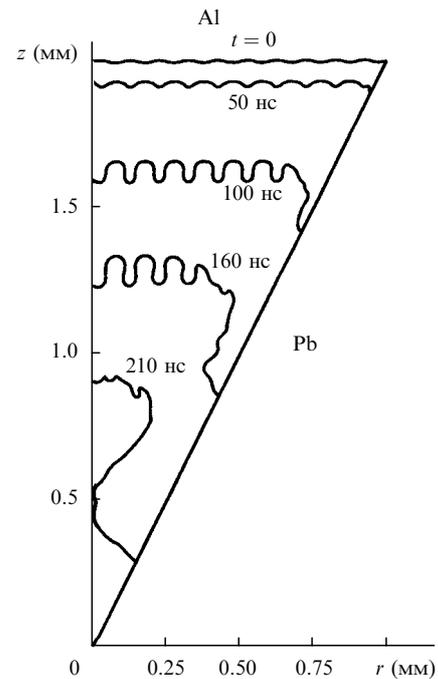


Рис.6. Внутренняя граница алюминиевой крышки мишени с синусоидальным начальным возмущением в цилиндрических координатах и в последовательные моменты времени [47, 48].

для двух значений α приведены зависимости модуля вектора плотности тока от времени в двух точках внутри мишени, расположенных достаточно далеко от конуса. Осевая координата обеих точек примерно равна начальной координате вершины конуса, а расстояние от оси симметрии составляет ~ 0.5 мм для одной точки и 1 мм для другой. Видно, что при $\alpha = 53^\circ$, когда возникает кольцевая кумулятивная струя алюминия, плотность тока в первой точке вначале достигает максимального значения $\sim 10^{-1}$ А/мм², а затем уменьшается до $\sim 10^{-3}$ А/мм². До примерно такого же значения увеличивается плотность тока и во второй точке. Таким образом, со временем вся указанная часть мишени оказывается охваченной токами Фуко с плотностью $\sim 10^{-3}$ А/мм². При $\alpha = 30^\circ$, когда кольцевая кумулятивная струя алюминия не возникает, токи Фуко, как это видно из рис.7, оказываются примерно в 10 раз меньше. Экспериментальное измере-

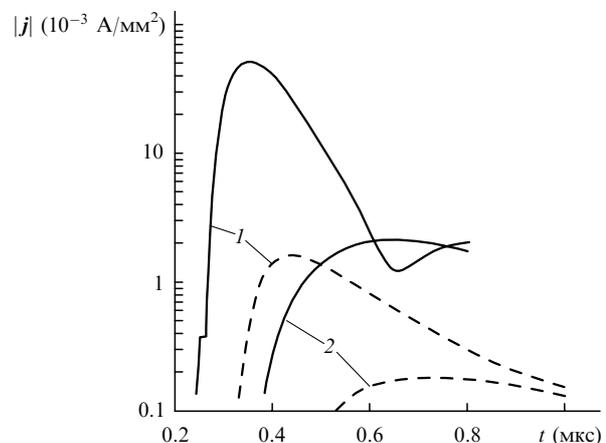


Рис.7. Проникновение спонтанного электромагнитного поля в свинцовую мишень [49]: зависимости модуля вектора плотности тока \mathbf{j} от времени для $\alpha = 53^\circ$ (сплошные кривые) и 30° (штриховые кривые) на расстоянии 0.5 (1) и 1 мм (2) от оси симметрии.

ние токов Фуко в мишени может дать возможность устанавливать факт схлопывания кольцевой кумулятивной струи.

Следует также отметить теоретическую работу [51], в которой рассчитаны сжатие дейтерий-третиевого горючего и термоядерное энерговыделение в конических мишенях с дополнительным лазерным подогревом, а также показано, что при облучении таких мишеней импульсом КrF-лазера с энергией 300–400 кДж можно обеспечить нейтронный выход до 10^{16} нейтронов за вспышку.

Результаты моделирования взрывного эксперимента, выполненного в продолжение эксперимента [10] с усовершенствованной метательной системой, приведены в работах [48, 52]. Наличие дейтерия и деформация конуса в этих работах не учитывались. Рассматривалась задача о метании алюминиевой фольги толщиной 30 мкм со скоростью 18 км/с внутрь пустого жесткого конуса. Один из результатов эксперимента, приведенный в обзоре [15], заключался в уменьшении нейтронного выхода при увеличении α от 30° до 60° . Моделирование показало, что при таком изменении α меняется фазовый состав кольцевой кумулятивной струи. При $\alpha = 30^\circ$ струя остается в твердом состоянии, а при $\alpha = 60^\circ$ она состоит в основном из смеси жидкости и пара. Это позволило объяснить уменьшение нейтронного выхода при $\alpha = 60^\circ$ разрушением струи из-за кавитации.

5. О некоторых возможных применениях конических мишеней

Последнее десятилетие характеризуется повышением интереса к различным аспектам исследований, связанным с коническими мишенями и различными возможностями их применений. Так, в работе [53] рассмотрены возможности применения конических мишеней в задачах термоядерного инерциального синтеза. В работе [54] содержатся теоретические оценки использования схемы прямого зажигания цилиндрических мишеней инерциального термоядерного синтеза, которые могут, в том числе, иметь конические отверстия. В [55] приведены теоретические оценки и результаты двумерных численных расчетов конических мишеней для поджига смеси дейтерия и трития, предварительно сжатых абляционным давлением. В работах [56, 57] предложен нагрев сжатого горючего микровзрывом, который происходит в конусе, опрессованном этим горючим. Изучена возможность формирования кумулятивных струй при использовании конусов для нагрева сжатого горючего. В [58] рассмотрена возможность инициирования термоядерной реакции в конической мишени под действие КrF-лазера. В экспериментальной работе [59] коническая полость в золоте применялась для предварительного сжатия и нагрева материала оболочки, включающего в себя дейтерированный полиэтилен, ускоряемый под действием импульса лазерного излучения. При последующем воздействии на оболочку через небольшое отверстие в вершине конической полости коротким мощным лазерным импульсом был зарегистрирован нейтронный выход 2×10^4 нейтронов за вспышку. Некоторые идеи, развиваемые в такого рода подходах, восходят к ранней работе [60]. В [61] изучается возможность получения высокоскоростных кумулятивных струй с помощью лазерного обжата конических оболочек и возможности использования таких струй для поджига мишеней с термоядерным горючим. В работе [62] пред-

ложено применять конические мишени для взрывного преобразования графита в алмаз. Результаты моделирования с учетом уравнений кинетики превращения графита в алмаз приведены в [63]. Учет начальной пористости графита привел к обнаружению неожиданного свойства сходящихся ударных волн в пористых средах [64], которое проявлялось, в частности, в том, что уменьшение начальной плотности графита в конической мишени от кристаллической (примерно 2.26 г/см^3) до 1.7 г/см^3 вызывало увеличение максимального давления в графите в три раза.

6. Заключение

Конические мишени являются сложным объектом для экспериментального исследования. Поскольку все процессы нагрева термоядерной плазмы происходят внутри полости, ограниченной веществом с большой плотностью, их диагностика в значительной степени была затруднена. Тем не менее в настоящее время имеется возможность значительно продвинуться в этом направлении. Современный уровень вычислительных методов математической физики и значительный прогресс в их компьютерной реализации позволяют выполнять численное моделирование физических процессов в конических мишенях в широком диапазоне начальных условий и тем самым более успешно планировать постановку соответствующих экспериментов с целью реализации требуемых характеристик термоядерной плазмы. Следует отметить, что конические мишени представляют интерес не только в связи с проблемой управляемого термоядерного синтеза. Мы полагаем, что их использование в экспериментах с высококонцентрированными потоками энергии может предоставить новые возможности для исследования физических свойств вещества в условиях экстремально высоких температур, давлений и плотностей.

Авторы выражают глубокую благодарность сотрудникам Института общей физики, Института проблем химической физики, Института теплофизики экстремальных состояний Объединенного института высоких температур и Вычислительного центра РАН, которые являлись участниками и соавторами работ [7, 8, 10, 14, 15, 17–20, 42, 43, 52, 62–64]. Авторы благодарны также С.Ю.Гуськову за стимулирование написания данного обзора.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 03-02-16627 и 04-01-00051).

1. Winterberg F. *Plasma Phys.*, **10** (1), 55 (1968).
2. Боголюбовский С.Л., Герасимов Б.П., Ликсонов В.И., Попов Ю.П., Рудаков Л.И., Самарский А.А., Смирнов В.П., Уруцкоев Л.И. *Письма в ЖЭТФ*, **24** (4), 206 (1976).
3. Derentowicz H., Kaliski S., Wolski J., Ziolkowski Z. *Bull. L'Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Techn.*, **25** (10), 135 [897] (1977).
4. Derentowicz H., Kaliski S., Ziolkowski Z. *J. Techn. Phys.*, **18** (4), 465 (1977).
5. Дерентович Г. *ЖПМТФ*, № 1, 23 (1989).
6. Derentowicz H., Fruczek M., Kaliski S., et al. *Proc. VII Int. AIRAPT Conf.* (Le Creusot, France, 1979; New York: Pergamon Press, 1980, v. 2, p. 1003).
7. Вовченко В.И., Гончаров А.С., Касьянов Ю.С. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **26** (9), 628 (1977).
8. Анисимов С.И., Вовченко В.И., Гончаров А.С. и др. *Письма в ЖТФ*, **4** (7), 388 (1978).
9. Mason R.J., Fries R.J., Farnum E.H. *Appl. Phys. Lett.*, **34** (1), 14 (1979).
10. Анисимов С.И., Беспалов В.Е., Вовченко В.И. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **31** (1), 67 (1980).

11. Glass I.I., Sagie D. *Explosive-Driven Hemispherical Implosions for Generating Fusion Plasmas. UTIAS Technical Note No. 233* (University of Toronto, Institute for Aerospace Studies, 1982).
12. Glass I.I., Sagie D. *Phys. Fluids*, **25** (2), 269 (1982).
13. Shyam A., Srinivasan M. *Atomkernenergie. Kerntechnik*, **44** (3), 196 (1984).
14. Вовченко В.И., Воляк Т.Б., Касьянов Ю.С., Красюк И.К., Пашинин П.П., Прохоров А.М., Семенов А.Ю. *Препринт Ин-та общей физики АН СССР № 179* (М., 1987).
15. Вовченко В.И., Красюк И.К., Пашинин П.П., Прохоров А.М., Семенов А.Ю., Фортвов В.Е. В кн.: *Физические процессы в оболочечных конических мишенях. Труды Ин-та общей физики РАН* (М.: Наука, 1992, т. 36, с. 5).
16. Вовченко В.И., Красюк И.К., Семенов А.Ю. В кн.: *Физические процессы в оболочечных конических мишенях. Труды Ин-та общей физики РАН* (М.: Наука, 1992, т. 36, с. 129).
17. Красюк И.К., Пашинин П.П., Семенов А.Ю. *ДАН*, **336** (1), 43 (1994).
18. Krasnyuk I.K., Pashinin P.P., Semenov A.Yu. *Laser Phys.*, **4** (3), 532 (1994).
19. Красюк И.К., Пашинин П.П., Семенов А.Ю., Чарахчян А.А. *ДАН*, **354** (3), 324 (1997).
20. Charakhch'yan A.A., Krasnyuk I.K., Pashinin P.P., Semenov A.Yu. *Laser Part. Beams*, **17** (4), 749 (1999).
21. Марченко А.И., Урбан В.В. В кн.: *Физические процессы в оболочечных конических мишенях. Труды Ин-та общей физики РАН* (М.: Наука, 1992, т. 36, с. 112).
22. Боровский А.В., Коробкин В.В. *Препринт ФИАН № 175* (М., 1979).
23. Боровский А.В., Коробкин В.В. *Квантовая электроника*, **8** (1), 5 (1981).
24. Гамалий Е.Г., Лебо И.Г., Розанов В.Б. *Препринт ФИАН № 97* (М., 1981).
25. Вручкер К.А., Jorna S. *Revs. Mod. Phys.*, **46** (2), 325 (1974); Бракнер К., Джорна С. *Управляемый лазерный синтез* (М.: Атомиздат, 1977).
26. Анисимов С.И., Пашинин П.П., Прохоров А.М. *УФН*, **119** (3), 401 (1976).
27. Дюдерштадт Дж., Мозес Г. *Инерциальный термоядерный синтез* (М.: Энергоатомиздат, 1984).
28. *Лазеры и термоядерная проблема*. Под ред. Б.Б.Кадомцева (М.: Атомиздат, 1973).
29. *Проблемы лазерного термоядерного синтеза*. Под ред. А.А.Филлюкова (М.: Атомиздат, 1976).
30. Ковальский Н.Г. *Лазерный термоядерный синтез* (Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы. М.: ВИНТИ, 1980, т. 1, ч. 1, с. 166).
31. Walsh J.M., Shreffler R.G., Willing F.J. *J. Appl. Phys.*, **24** (3), 349 (1953).
32. Setchel R.E., Storm E., Sturtervant V. *J. Fluid Mech.*, **56** (3), 505 (1972).
33. Кузьмин Г.Е., Яковлев И.В. *Физика горения и взрыва*, **9** (5), 746 (1973).
34. Chou P.C., Carleone J., Karpp R.R. *J. Appl. Phys.*, **47** (7), 2975 (1976).
35. Кинеловский С.А., Тришин Ю.А. *Физика горения и взрыва*, **16** (5), 26 (1980).
36. Терновой В.Я. *ЖПМТФ*, № 5, 68 (1984).
37. Забабахин Е.И., Забабахин И.Е. *Явления неограниченной кумуляции* (М.: Наука, 1988).
38. Mason R.J., Brockway D.V., Lindman E.L. *Dig. VIII Annu. Meet. Division Plasma Physics Amer. Phys. Soc.* (San Francisco, 1976, Report LA-UR-76-2319).
39. Таран М.Д., Тишкин В.Ф., Фаворский А.П. и др. *Препринт Ин-та прикладной математики им. М.В.Келдыша АН СССР № 127* (М., 1980).
40. Рассказова В.В., Рогачев В.Г., Свидинская Н.Ф. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методы и программы численных решений задач математической физики*, № 3, 39 (1985).
41. Демченко В.В., Холодов А.С. *ЖПМТФ*, № 6, 131 (1985).
42. Бушман А.В., Красюк И.К., Крюков Б.П. и др. *Препринт Ин-та высоких температур АН СССР № 6-278* (М., 1989).
43. Бушман А.В., Красюк И.К., Крюков Б.П. и др. *Письма в ЖТФ*, **14** (19), 1765 (1988).
44. Чарахчян А.А. *ЖПМТФ*, **35** (4), 22 (1994).
45. Bushman A.V., Fortov V.E., Kanel G.I., Ni A.L. *Intense Dynamic Loading of Condensed Matter* (Washington: Taylor & Francis, 1993).
46. Чарахчян А.А. *Ж. vych. mat. i mat. fiz.*, **33** (5), 766 (1993).
47. Чарахчян А.А. *ЖПМТФ*, **38** (3), 10 (1997).
48. Charakhch'yan A.A. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **39** (2), 237 (1997).
49. Чарахчян А.А. *Физика плазмы*, **24** (4), 349 (1998).
50. Захаров Н.С., Шайнога И.С., Шенцев Н.И. *Квантовая электроника*, **16** (2), 331 (1989).
51. Лебо И.Г. *Квантовая электроника*, **30** (5), 409 (2000).
52. Ломоносов И.В., Фролова А.А., Чарахчян А.А. *Математическое моделирование*, **9** (5), 48 (1997).
53. Басов Н.Г., Лебо И.Г., Розанов В.Б., Тишкин В.Ф., Феоктистов Л.П. *Квантовая электроника*, **25** (4), 327 (1999).
54. Гуськов С.Ю. *Квантовая электроника*, **31** (10), 885 (2001).
55. Caruso A., Strangio C. *ЖЭТФ*, **124** (5), 1058 (2003).
56. Shmatov M.L. *Препринт Физико-технического ин-та им. А.Ф.Иоффе РАН № 1759* (С.-Петербург, 2002).
57. Shmatov M.L. *Fusion Sci. Technol.*, **43**, 456 (2003).
58. Zvorykin V.D., Lebo I.G., Rozanov V.B. *Bull. of the Lebedev Phys. Inst.*, No. 9, 15 (1997).
59. Norreys P.A., Allott R., Clarke R.J., Collier J., Neely D., Rose S.J., Zepf M., Santala M., Bell A.R., Krushelnick K., Dangor A.E., Woolsey N.C., Evans R.G., Nabara H., Norimatsu T., Kodama R. *Phys. Plasmas*, **7** (9), 3721 (2000).
60. Winterberg F. *J. Fusion Energy*, **2** (6), 377 (1982).
61. Martinez-Val J.M., Velarde P.M., Piera M. In: *Advances in Laser Interaction with Matter and Inertial Fusion* (Singapore: World Scientific Publ., 1997, p. 283).
62. Ломоносов И.В., Фортвов В.Е., Фролова А.А., Хищенко К.В., Чарахчян А.А., Шуршалов Л.В. *ДАН*, **360** (2), 199 (1998).
63. Ломоносов И.В., Фортвов В.Е., Фролова А.А., Хищенко К.В., Чарахчян А.А., Шуршалов Л.В. *ЖТФ*, **73** (6), 66 (2003).
64. Чарахчян А.А., Ломоносов И.В., Милиевский В.В., Фортвов В.Е., Фролова А.А., Хищенко К.В., Шуршалов Л.В. *Письма в ЖТФ*, **30** (1), 72 (2004).