

К 90-ЛЕТИЮ ФИЗИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА им. П.Н. ЛЕБЕДЕВА РАН (ФИАН)**ОБОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ****Лазерный термоядерный синтез и физика импульсной плазмы со сверхвысокой плотностью энергии**

С.Ю. Гуськов

Исследования в области лазерного термоядерного синтеза, начало которым более 60 лет назад было положено в Физическом институте им. П.Н. Лебедева, в 2022 г. привели к рекордному результату по зажиганию управляемой реакции синтеза в лабораторном эксперименте. В статье излагаются современная концепция лазерного термоядерного синтеза и наиболее значимые результаты исследований импульсной плазмы с экстремально высокой плотностью энергии, образованной при воздействии на вещество мощных потоков лазерного излучения. Представлено сжатое изложение истории развития исследований в области лазерного термоядерного синтеза, при этом особое внимание уделено роли Физического института им. П.Н. Лебедева.

Ключевые слова: лазер, управляемая реакция синтеза, инерциальное удержание, лазерная плазма, ударная волна

PACS number: 52.57. – z

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.01.039630>**Содержание**

1. Введение (941).
 2. Классическая концепция лазерного термоядерного синтеза (943).
 3. Перспективные методы зажигания в лазерном термоядерном синтезе (947).
 4. Сверхмощные лазерно-индуцированные ударные волны (948).
 5. Заключение (949).
- Список литературы (949).

1. Введение

В основе лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) лежит так называемый инерциальный способ удержания термоядерной плазмы в течение времени её разлёта под действием собственного давления. При этом создание плазмы происходит за счёт столкновения высокоскоростных потоков вещества в центре сферической или на оси цилиндрической мишени. Инерциальный способ удержания плазмы был впервые реализован на практике при создании термоядерного оружия в середине прошлого столетия. Чтобы нагреть вещество в центре мишени до температур в несколько десятков кэВ, которые соответствуют максимальным сечениям реакции синтеза

между изотопами водорода, сжимаемое вещество должно быть разогнано до скоростей 300–400 км с⁻¹. Такое ускорение может быть достигнуто, если к поверхности мишени приложено огромное давление в несколько десятков миллионов атмосфер. В термоядерном взрывном устройстве такое давление достигается за счёт взрыва инициатора в результате цепной реакции деления.

В 1962 г. на заседании Президиума Академии наук СССР Н.Г. Басов выступил с идеей использования для достижения управляемой термоядерной реакции (УТР) лазеров, обладающих уникальной способностью концентрации световой энергии в объёмах с размерами порядка длины волны излучения. В 1964 г. Н.Г. Басов и О.Н. Крохин опубликовали основополагающую статью [1] с теоретическим обоснованием возможности нагрева дейтерий-тритиевого (DT) вещества до термоядерных температур под действием лазерного импульса за время разлёта образующейся плазмы. Эти два научных события и последовавший вскоре эксперимент в Физическом институте им. П.Н. Лебедева (ФИАН) по генерации нейтронов из лазерной дейтерий-содержащей плазмы [2] стали не только отправной точкой исследований ЛТС, но и положили начало новому научному направлению — физике высоких плотностей энергии лазер-плазменного взаимодействия. Исследования в области ЛТС начали стремительно развиваться в крупнейших научных центрах мира, таких как ФИАН, ядерные центры РФЯЦ–ВНИИЭФ и РФЯЦ–ВНИИТФ в России, Ливерморская (LLNL) и Лос-Аламосская (LANL) лаборатории в США, ядерный центр Комиссариата по атомной энергии Франции (CEA), Лаборатория лазерной энергетики Рочестерского университета (LLE, США), Институт лазерной инженерии (ILE) Университета г. Осака (Япония) и др.

С.Ю. Гуськов

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: guskovsy@lebedev.ru

Статья поступила 9 октября 2023 г.,
после доработки 28 декабря 2023 г.

Современные исследования в области ЛТС развиваются на основе двух способов сжатия сферической термоядерной мишени. Один из них, так называемое прямое сжатие, осуществляется при непосредственном воздействии на мишень излучения симметрично расположенных лазерных пучков. Второй, так называемое не прямое сжатие, применение которого началось позднее, осуществляется при воздействии на мишень лазерно-индуцированного мягкого рентгеновского излучения. Во втором случае преобразование лазерного излучения в рентгеновское происходит на внутренней поверхности конвертора, в геометрическом центре которого располагается термоядерная мишень.

Общая схема термоядерной мишени следующая. Она представляет собой конструкцию в виде тонкой сферической оболочки, состоящей из внешнего слоя поглотителя лазерного или лазерно-индуцированного рентгеновского излучения — аблятора — и замороженного на его внутреннюю поверхность слоя DT- или DD-льда. Сжатие такой мишени к центру обеспечивает высокую степень кумуляции энергии. Размер мишени составляет от нескольких сотен микрон для лазерной энергии килоджоульного уровня до нескольких тысяч микрон для энергии мегаджоульного уровня. При одной и той же энергии лазерного импульса прямое облучение обеспечивает доставку на мишень значительно большего количества энергии, чем в случае непрямого облучения. Уступая прямому облучению в ресурсе энергетического воздействия, не прямое облучение обладает важным достоинством обеспечения высокой степени однородности вклада энергии в термоядерную мишень и, как следствие, устойчивости её сжатия к центру. Последнее обстоятельство определяет степень сжатия плазмы, что является крайне важным для бинарной реакции синтеза, скорость которой пропорциональна квадрату плотности взаимодействующих ядер.

Первые в мире эксперименты по прямому облучению сферических мишеней [3–6] были выполнены в ФИАН в середине 1970-х гг. на девятипучковой установке "Кальмар" с энергией импульса основной гармоники лазера на неодимовом стекле (Nd-лазер, длина волны излучения 1,06 мкм) около 100 Дж при длительности импульса около 3 нс. В данных экспериментах, которые проводились под руководством Н.Г. Басова и О.Н. Крохина, были получены основополагающие результаты по прямому сжатию сферических оболочечных мишеней. Использовались сферические оболочки с толщиной в несколько мкм и радиусом 50–100 мкм, содержащие газообразный дейтерий. Уже в этих экспериментах были измерены скорости полёта оболочки к центру около 200 км с^{-1} , достигнуто сжатие оболочки по радиусу в 10 раз, зарегистрирован выход нейтронов дейтерий-дейтериевой реакции около 10^6 частиц за выстрел, обоснована высокая степень поглощения коротковолнового лазерного излучения — 60–70%. Указанные эксперименты, а также теоретические работы того периода учёных ФИАН в творческом содружестве с учёными Института прикладной математики РАН [7–10] внесли определяющий вклад в развитие концепции низкоэнтропийного сжатия мишеней ЛТС.

К середине 1980-х гг. были созданы мощные многопучковые лазерные установки для исследований по ЛТС с энергией в несколько десятков кДж, такие как Nd-лазеры "Nova" (120 кДж, LLNL, США), "Omega" (40 кДж, LLE, США), "Gekko-XII" (ILE, 20 кДж, Япония), "Febos"

(20 кДж, СЕА, Франция), йодный лазер "Искра-5" (30 кДж, РФЯЦ–ВНИИЭФ), CO₂-лазер "Helios" (10 кДж, LANL, США). В первой декаде XXI в. исследования вышли на мегаджоульный уровень энергии на самом крупном вплоть до настоящего времени Nd-лазере NIF (National Ignition Facility, LLNL) с энергией около 2 МДж.

В это же время начались исследования непрямого сжатия в ЛТС. В нашей стране подобные исследования проводились в РФЯЦ–ВНИИЭФ под руководством С.Б. Кормера и Г.А. Кириллова, в США — в Ливерморской лаборатории (LLNL) под руководством Дж. Накколса. Использование метода непрямого сжатия [11–13] привело к выдающемуся результату в решении задачи УТР. По сообщению Департамента энергетики США, в эксперименте на установке NIF в Ливерморской лаборатории в декабре 2022 г. было достигнуто зажигание термоядерной мишени по отношению к энергии лазерного импульса — выделявшаяся энергия реакций синтеза в 1,5 раза превысила затраченную лазерную энергию. Установка NIF [14] была построена в конце первой декады XXI в. и до сих пор остаётся крупнейшим лазером в мире. Она обеспечивает энергию импульса излучения третьей гармоники Nd-лазера (длина волны 0,35 мкм) около 2 МДж в 192 пучках при длительности импульса 10–15 нс. В упомянутом рекордном эксперименте в DT-реакциях выделилось около 3 МДж энергии. Нейтронный выход составил 10^{18} .

Для низкоэнтропийного сжатия сферических оболочечных мишеней в экспериментах, упомянутых выше, использовался лазерный импульс с плавным нарастанием мощности, при котором возбуждается одна ударная волна на начальной стадии сжатия. Такой метод инициирования реакции в центре мишени представляет собой традиционный метод искрового зажигания в ЛТС. Энергия, необходимая для зажигания, тем меньше, чем больше степень сжатия мишени. В свою очередь степень сжатия тем выше, чем меньше нагрето сжимаемое вещество, т.е. чем больше разделены между собой процессы сжатия мишени и нагрева её центральной части [15, 16] — области инициирования, которая при любом методе зажигания должна быть нагрета в конечном итоге до термоядерных температур. Исследования в этом направлении привели к формулировке двух перспективных методов зажигания. Один из них — зажигание сфокусированной ударной волной [17], в зарубежной литературе получивший название "shock ignition", был предложен в РФЯЦ–ВНИИЭФ в 1983 г. Второй — прямое зажигание [18], в зарубежной литературе называемый "fast ignition", был предложен в ФИАН в 1992 г. Оба подхода предусматривают использование на заключительной стадии лазерных импульсов с мощностью, значительно превышающей мощность на стадии сжатия.

Воздействие мощного лазерного импульса обеспечивает сегодня рекордную для лабораторного эксперимента концентрацию энергии в веществе как в исследованиях по достижению УТР, так и в исследованиях свойств вещества в экстремальных условиях. Во втором разделе настоящей статьи излагаются основные положения концепции ЛТС, основанной на традиционной схеме искрового зажигания. Именно на реализацию этой концепции направлены сегодня усилия крупнейших лабораторий мира. Обсуждается современное состояние и наиболее важные результаты исследований в данном направлении. Третий раздел посвящён перспективным методам зажи-

гания, применение которых может обеспечить существенное снижение лазерной энергии, необходимой для зажигания, и значительное увеличение энергетического выигрыша по сравнению с традиционной концепцией. В четвертом разделе обсуждаются современное состояние и перспективы дальнейшего развития физики высоких плотностей энергии при воздействии на вещество мощного лазерного импульса, в частности, генерация ударных волн с давлением за фронтом более 1 Гбар [19] для исследования экстремальных состояний вещества.

2. Классическая концепция лазерного термоядерного синтеза

Эффективность реакции синтеза в ЛТС принято характеризовать полным коэффициентом усиления G — отношением энергии, выделяющейся в реакциях синтеза E_{th} , к полной энергии, затраченной на создание плазмы — E_L/K_L , где E_L — энергия лазерного импульса, K_L — КПД лазера. Используются также коэффициенты усиления по отношению к энергии лазера $G_L = E_{th}/E_L = G/K_L$ и по отношению к энергии термоядерной плазмы, запасённой на момент начала горения, $G_p = E_{th}/E_p$. Коэффициент усиления G_p — это показатель эффективности горения плазмы, определяемый выгоранием термоядерного горючего g в реакциях синтеза, т.е. долей массы горючего, ядра которого успевают вступить в реакцию за время инерциального удержания. В терминах выгорания и калорийности q : $E_{th} = gqm$, где m — масса термоядерной плазмы; калорийность q представляет собой энергию, которая выделяется в том случае, если в реакцию синтеза вступают все ядра единицы массы эквимольной смеси изотопов водорода. Энергия плазмы E_p составляет долю от энергии лазерного импульса, определяемую потерями энергии в процессе создания плазмы. Такие потери характеризуются, во-первых, в случае прямого облучения коэффициентом поглощения в мишени лазерного импульса $K_{ab(L)} = E_{ab}/E_L$, в случае непрямого облучения — эффективностью преобразования лазерного импульса в рентгеновский $K_{LX} = E_{LX}/E_L$ и коэффициентом поглощения рентгеновского импульса $K_{ab(X)} = E_{ab}/E_{LX}$ и, во-вторых, эффективностью гидродинамической передачи поглощённой энергии в энергию термоядерной плазмы $K_g = E_p/E_{ab}$, поскольку часть энергии содержится в энергии испарённой части мишени (короны), разлетающейся наружу — навстречу греющему излучению.

Среди всех реакций синтеза DT-реакция имеет наибольшее максимальное значение сечения (около 10^{-24} см²), которое достигается к тому же при наименьшей энергии относительного движения ядер (около 80 кэВ). В DT-реакции выделяется энергия 17,6 МэВ при образовании ядра гелия (α -частицы) с энергией 3,52 МэВ и нейтрона с энергией 14,06 МэВ. Энергия, выделяющаяся в этой реакции на один нуклон — 3,5 МэВ — значительно выше, чем в других реакциях синтеза, что и определяет её максимальную среди других реакций синтеза калорийность $q = 3,34 \times 10^{11}$ Дж г⁻¹. Отметим, что калорийность DT-реакции примерно в четыре раза превышает калорийность реакции деления ядер урана-235.

Число бинарных реакций синтеза N_r , протекающих в единице объёма плазмы, и, следовательно, количество выделившейся в них энергии ε_r тем больше, чем больше сечение реакции σ , зависящее от температуры плазмы T ,

чем больше квадрат плотности плазмы n и чем больше время τ , в течение которого плазма сохраняется в сжатом и нагретом состоянии: $\varepsilon_r \propto n^2 \sigma \tau$. В свою очередь удельная (на единицу объёма) энергия плазмы $\varepsilon_p \propto nT$. Таким образом, отношение $\varepsilon_r/\varepsilon_p$ тем больше, чем больше произведение плотности ядер плазмы n на время удержания τ — так называемый $n\tau$ -параметр. Приведённые соотношения с учётом потерь энергии на собственное излучение плазмы были обобщены в виде критерия термоядерной вспышки, предложенного Лоусоном более 60 лет назад [20]. Критерий Лоусона устанавливает требования на параметры однородно нагретой и сжатой плазмы, которые отвечают достижению коэффициента усиления $G_p = 1$. Согласно указанному критерию, помимо достижения температуры плазмы, необходимой для преодоления потенциала электростатического отталкивания ядер, $n\tau$ -параметр должен превосходить некоторый нижний предел. Величина такого предела зависит от сечения реакции при данной температуре плазмы и для DT-реакции при температуре 10 кэВ составляет значение 10^{14} см⁻³ с. В случае инерциального удержания роль $n\tau$ -параметра играет поверхностная плотность сжатой плазмы nR — произведение плотности ядер плазмы n на её размер R . Это является следствием того, что время инерциального удержания представляет собой по порядку величины отношение радиуса плазмы к скорости её теплового разлёта, т.е. в конечном итоге к скорости звука. Если при магнитном удержании значению параметра 10^{14} см⁻³ с соответствуют характерные значения плотности плазмы $10^{13} - 10^{14}$ см⁻³ и времени удержания несколько секунд, то в случае инерциального удержания — $10^{25} - 10^{26}$ см⁻³ и несколько десятков пикосекунд. Обычно в инерциальном синтезе используется массовая поверхностная плотность ρR и критерий для DT-плазмы формулируется как $T \geq 5 - 7$ кэВ, $\rho R \geq 0,35 - 0,4$ г см⁻² [21].

Современные исследования направлены на достижение коэффициента усиления по лазерной энергии G_L , превышающего единицу. Они проводятся в схеме традиционного искрового зажигания с использованием профилированного импульса воздействующего излучения, мощность которого плавно возрастает со временем [22] до значений в несколько сотен ТВт. На первой части импульса происходит предварительное сжатие относительно холодного вещества мишени, на второй при максимальной мощности импульса — дожатие и нагрев плазмы в центральной части мишени. Для достижения коэффициента усиления $G_L = 1$ энергия лазерного импульса с длительностью около 10 нс, либо непосредственно воздействующего на мишень, либо преобразующегося в рентгеновское излучение, должна составлять около 2 МДж [21].

Исследования основываются на использовании твердотельного Nd-лазера, который способен обеспечить генерацию импульса с указанными выше характеристиками. Важным для ЛТС преимуществом Nd-лазера является относительно малая длина волны излучения, для основной гармоники составляющая $\lambda = 1,06$ мкм. В настоящее время для этого типа лазера разработана техника эффективного преобразования (до нескольких десятков процентов) излучения основной гармоники в излучение второй ($\lambda = 0,53$ мкм) и третьей гармоник ($\lambda = 0,35$ мкм). Поглощение излучения наиболее эффективно происходит в области плазменного резонанса, где плотность плазмы ρ_{ab} близка к критической плотности

$\rho_{ab} \leq \rho_{cr}$. Величина критической плотности определяется из равенства частоты излучения и частоты колебаний электронов плазмы в поле ионов и составляет $\rho_{cr} \approx 1,83 \times 10^{-3} A/Z\lambda_\mu^2 \text{ г см}^{-3}$ (λ_μ — длина волны излучения [мкм], Z и A — соответственно степень ионизации и атомный вес ионов). За счёт того что с уменьшением длины волны растёт критическая плотность и излучение поглощается в более плотной плазме, использование коротковолнового излучения обеспечивает не только высокий коэффициент поглощения в случае прямого облучения, но и высокую степень трансформации лазерного излучения в рентгеновское в случае непрямого облучения. Следует отметить, что в схеме ЛТС конверсия в рентгеновское излучение на практике осуществляется внутри специального бокса-конвертора из материала на основе тяжёлых элементов при взаимодействии лазерного излучения с его внутренней поверхностью. Повторная конверсия рассеянного лазерного излучения в таких условиях приводит к тому, что степень конверсии слабо зависит от длины волны лазерного излучения.

Общие характеристики конструкции термоядерной мишени, предназначенной для традиционного искрового зажигания под действием импульса Nd-лазера с энергией около 2 МДж при прямом или непрямом облучении, лежат в следующих примерных диапазонах [21]: масса 1–3 мг, радиус 1,1–1,5 мм, толщина слоя аблятора из различных материалов, указанных выше, 50–100 мкм, толщина слоя DT-льда 100–200 мкм. Мощность профилированного импульса в течение первых нескольких наносекунд нарастает до значения 400–500 ТВт, после чего в течение 3–5 нс сохраняет своё максимальное значение. Общая длительность импульса составляет 10–20 нс. При максимальной мощности импульса интенсивность излучения на поверхности мишени с указанным радиусом составляет около 10^{14} – 10^{15} Вт см^{-2} . Такая интенсивность соответствует оптимальным условиям воздействия как при прямом облучении импульсом Nd-лазера, так и при его преобразовании в импульс рентгеновского излучения. Большая часть излучения поглощается во внешней части аблятора — короне — испаряя и нагревая её до температур около 1–2 кэВ и создавая тем самым абляционное давление, сжимающее неспаренную часть мишени к центру, в диапазоне значений 50–100 Мбар (50–100 млн атмосфер).

Масштаб абляционного давления представляет собой произведение плотности вещества в области поглощения энергии ρ_{ab} на квадрат скорости звука вещества V_s в данной области. В свою очередь скорость звука выражается через плотность потока поглощённой энергии I как $V_s \propto (I/\rho_{ab})^{1/3}$. Следовательно, абляционное давление $P_{ab} \approx \rho_{ab}^{1/3} I^{2/3}$ растёт с ростом интенсивности воздействующего импульса излучения и плотности плазмы в области поглощения. Для монохроматического лазерного излучения с длиной волны λ при $\rho_{ab} \approx \rho_{cr}$ эта оценка даёт для абляционного давления зависимость $P_{ab} \propto (I/\lambda)^{2/3}$, которая показывает рост давления с уменьшением длины волны излучения. При прямом облучении абляционное давление полностью ионизованной плазмы СН-пластика составляет [11, 23]: $P_{ab} \approx 35(I_{15}/\lambda_\mu)^{2/3}$ Мбар (I_{15} и λ_μ — соответственно интенсивность лазерного излучения в единицах 10^{15} Вт см^{-2} и длина волны в мкм). При воздействии импульса излучения третьей гармоники Nd-лазера с интенсивностью 10^{15} Вт см^{-2} давление составляет около 70 Мбар. При

воздействии импульса рентгеновского излучения, индуцированного лазерным импульсом с указанными выше параметрами, абляционное давление достигает значений примерно в два раза более высоких — около 150 Мбар. Такое увеличение связано с поглощением рентгеновского излучения в более плотных слоях мишени по сравнению с поглощением лазерного излучения. Под действием абляционного давления неспаренная часть оболочки вместе с DT-горючим сжимается к центру мишени со скоростью 300–400 км с^{-1} , в 40–50 раз превышающей первую космическую скорость. Именно такая скорость обеспечивает нагрев DT-вещества до температуры около 10 кэВ при торможении сходящихся к центру мишени потоков вещества. На образование термоядерной плазмы при традиционном искровом зажигании тратится лишь небольшая часть энергии, поглощённой в мишени. Эффективность гидродинамической передачи — отношение кинетической энергии вещества, ускоряющегося к центру мишени, к полной энергии, которая поглощается в мишени, — в соответствии с законом сохранения импульса зависит от отношения масс испарённой и неспаренной частей мишени и составляет для мишени с указанными выше параметрами около 10 % [11, 23].

Следует отметить, что интенсивность импульса 10^{14} – 10^{15} Вт см^{-2} является предельной для традиционного искрового зажигания при использовании излучения Nd-лазера. При такой интенсивности поглощение излучения первых трёх гармоник Nd-лазера происходит за счёт столкновительного обратного тормозного процесса с коэффициентом поглощения $K_{ab(L)} \approx 0,6$ – $0,8$ [21]. При превышении параметром взаимодействия $I\lambda^2$ значения 10^{14} Вт $\text{мкм}^2 \text{ см}^{-2}$ в значительной мере начинает проявляться один из самых ярких эффектов физики высоких плотностей энергии лазер-плазменного взаимодействия — прямое лазерное ускорение заряженных частиц плазмы. В результате в поглощение лазерного излучения начинают вносить вклад бесстолкновительные механизмы поглощения, обусловленные развитием плазменных неустойчивостей — вынужденного рамановского рассеяния (SRS) и двухплазмонного распада (TPD) [24, 25]. Следствием этого является трансформация части лазерной энергии в энергию быстрых (надтепловых) электронов. При традиционном искровом зажигании генерация быстрых электронов является негативным процессом, поскольку передача энергии от таких частиц мишени может привести к её предварительному нагреву и, как следствие, снижению степени сжатия.

В основе концепции искрового зажигания лежит явление кумуляции энергии при сжатии вещества в сферической геометрии. Этот эффект приводит к образованию неоднородной DT-плазмы с центральной частью (областью зажигания) с температурой около 10 кэВ и плотностью в несколько десятков г см^{-3} , окружённой сжатым до плотности в несколько сотен г см^{-3} относительно холодным горючим, масса которого значительно превышает массу области зажигания. Описанная конфигурация плазмы является необходимым условием реализации наиболее энергетически выгодного режима горения, когда вложенная энергия тратится на образование термоядерной плазмы с параметрами, удовлетворяющими критерию Лоусона, в малой массе горючего, после чего горение распространяется на основную массу первоначально холодного DT-вещества [7, 8, 26]. Данный режим горения более крупных мишеней, рассчитанных на облу-

чение лазерным импульсом с энергией около 10 МДж в традиционной схеме искрового зажигания, может привести к коэффициенту усиления G_L в несколько сотен [26]. Именно такой коэффициент усиления необходим в схеме ЛТС не только для компенсации потерь энергии, связанных с низкой гидродинамической эффективностью сжатия, но и для компенсации относительно невысокого КПД лазера и получения итогового энергетического выигрыша. Повышение КПД лазера, по крайней мере, до 10 % и обеспечение частотного режима работы лазера представляют собой две важнейшие научно-технические задачи в ЛТС. Решение обеих проблем лежит на пути использования в качестве активной среды керамических материалов, обладающих высокими теплопроводными характеристиками, и применения накачки этих сред излучением полупроводниковых лазеров [27, 28]. Использование светодиодов может обеспечить КПД, например, Nd-лазера около 10 % (собственный КПД светодиодов достигает 50 %) и частоту повторения импульсов 10 Гц, необходимую для работы термоядерного реактора на основе ЛТС. Однако пока светодиодные матрицы являются чрезвычайно дорогими.

Эффект кумуляции тем больше, чем больше отношение радиуса к толщине оболочки (аспектное отношение). Однако оболочка не может быть слишком тонкой — её аспектное отношение не должно превышать 5–10. В противном случае её движение будет слишком чувствительным к флуктуациям симметрии сжатия, и оболочка может разрушиться, не долетев до центра. К разрушению приводит развитие гидродинамических неустойчивостей, в частности, неустойчивости Рэлея – Тейлора [29], которая возникает в том случае, когда градиенты давления и плотности граничащих сред имеют противоположные направления. Источником начальных возмущений могут служить неоднородности плотности и искажения формы оболочки, а также пространственная и временная неоднородности вклада энергии в мишень. Скорость роста начальных возмущений тем больше, чем больше разница плотностей граничащих сред. Условия для развития рэлей-тейлоровской неустойчивости возникают как на стадии ускорения мишени, когда её неиспарённая часть ускоряется под действием давления малоплотной короны, так и на стадии сжатия, когда периферийные плотные слои вещества тормозятся на менее плотном веществе центральной части мишени. Снижение степени негативного влияния гидродинамических неустойчивостей на сжатие термоядерной мишени является важнейшей задачей в ЛТС. Способами её решения является совершенствование технологий изготовления мишеней, повышение качества лазерных пучков, многопучковое облучение, а также использование метода непрямого облучения лазерно-индуцированным рентгеновским излучением.

В момент максимального сжатия в центральной части мишени развивается давление 200–300 Гбар (200–300 млрд атмосфер), в десять тысяч раз превосходящее абляционное давление, сжимающее мишень. Удельная энергия вещества достигает колоссальных значений — 10^9 Дж $г^{-1}$. За фронтом волны горения давление достигает значений, ещё на порядок более высоких — несколько тысяч Гбар. Это означает, что воздействие мощного лазерного излучения обеспечивает возможность исследования в лабораторном эксперименте явлений физики высоких плотностей энергии в условиях, которые реали-

зуются при неконтролируемой ядерной реакции деления и синтеза во взрывных устройствах и астрофизических объектах.

За 60-летний период исследования в области ЛТС накоплен огромный объём знаний, относящийся к физике гидродинамических, плазменных и радиационных явлений, протекающих при плотностях потока энергии от 10^{14} до 10^{19} Вт $см^{-2}$. С введением в строй установки NIF с энергией около 2 МДж в Ливерморской лаборатории исследования в области ЛТС вышли на уровень демонстрации зажигания термоядерной реакции по отношению к энергии лазера. Программа исследований на данной установке изначально предполагала не прямое облучение термоядерной капсулы лазерно-индуцированным рентгеновским излучением [11, 12]. Для этого сферическая капсула с помощью специальных подвесов располагается в геометрическом центре полого цилиндра из вещества, составленного атомами тяжёлых элементов, в котором происходит преобразование лазерного излучения в рентгеновское при фокусировке лазерных пучков на его внутреннюю поверхность. Пучки вводятся через два торцевых отверстия и веерообразно фокусируются, как правило, в пределах четырёх колец на его внутренней поверхности, попарно расположенных симметрично относительно сечения цилиндра, в середине которого располагается центр термоядерной капсулы. В качестве материала конвертора используются тяжёлые вещества, такие как золото или обеднённый уран. Длина и радиус конвертора составляют соответственно около 9 мм и 5 мм, радиус вводных отверстий около 1,5–2 мм.

Выбор размеров и материала конвертора явился результатом тонкой оптимизации многопараметрической задачи ввода лазерных пучков и их взаимодействия с внутренней поверхностью конвертора в присутствии термоядерной капсулы при необходимом условии минимизации размеров конвертора [12, 30, 31]. Энергия рентгеновского излучения, воздействующего на термоядерную капсулу, определяется отношением площадей поверхностей капсулы и конвертора. При степени преобразования лазерного излучения в рентгеновское около 80 % на термоядерную капсулу с радиусом около 1 мм [30, 31] воздействует импульс рентгеновского излучения с энергией, которая составляет 10–12 % от лазерной энергии, т.е. около 150–200 кДж.

За десятилетний период исследований выход ДТ-нейтронов в экспериментах на установке NIF был повышен от 10^{15} в 2013 г. сначала до $4,8 \times 10^{17}$ в эксперименте 2021 г. [31], а затем до 10^{18} в рекордном эксперименте в декабре 2022 г. Главная проблема на этом пути состояла в нарушении сферически-симметричного сжатия мишени за счёт развития гидродинамических неустойчивостей при развитии низкомодовых возмущений, связанных со способом крепления мишени и двусторонним вводом лазерных пучков в цилиндрический конвертер. Она решалась путём совершенствования различных аспектов схемы непрямого сжатия, включая развитие технологии изготовления мишеней, совершенствование системы крепления мишени в конверторе, а также оптимальный выбор расположения областей фокусировки лазерных пучков на внутренней поверхности конвертора. Исследования сопровождались большим объёмом расчётно-теоретических исследований на основе численного моделирования по двумерным и трёхмерным программам радиационной гидродинамики [32–36].

До момента написания настоящей статьи в научной печати не опубликованы подробности рекордного эксперимента. Однако параметры мишени и характеристики её сжатия в этом эксперименте можно оценить с помощью сведений, содержащихся в публикациях, посвящённых предыдущим экспериментам, например, в [13, 31, 37]. Размеры мишени с аблятором из углерода повышенной плотности были близки к следующим значениям: внешний радиус около 1,1 мм, толщина аблятора около 80 мкм, толщина слоя DT-льда около 70 мкм. При степени преобразования лазерной энергии 2 МДж в энергию рентгеновского излучения конвертора 0,8–0,9 и отношении площадей мишени с радиусом 1,1 мм и цилиндрического конвертора с длиной 8–10 мм и диаметром сечения 5–6 мм энергию рентгеновского импульса можно оценить как $E_{\text{XL}} \approx 200$ кДж. При одномерном сферически-симметричном сжатии такой мишени, которое происходит при скорости полёта оболочки к центру $370–380$ км с^{-1} , в энергию DT-плазмы преобразуется около 10 % энергии лазерного импульса, т.е. энергию плазмы можно оценить как $E_p \approx 20$ кДж. Центральная область первоначального инициирования удовлетворяет критерию Лоусона: ионная температура достигает значения 9 кэВ, поверхностная плотность — $0,35–0,37$ г см^{-2} (при плотности около 100 г см^{-3} и радиусе около 35 мкм). Плотность окружающего холодного DT-горючего близка к значению 800 г см^{-3} . Приведённые предельно оптимистические оценки одномерного сжатия мишени отвечают распространению волны реакций синтеза на холодное горючее за счёт переноса энергии α -частицами с итоговым выходом термоядерной энергии около 12 МДж, что означает достижение коэффициента усиления $G_L \approx 6$. Достигнутое зажигание реакции синтеза по лазерной энергии с коэффициентом усиления $G_L = 1,5$ является выдающимся научным результатом, сравнимым по своему значению с запуском первого реактора реакций деления 80 лет назад. При этом надо, конечно, понимать, что с учётом низкого в настоящий момент КПД лазера NIF выделяющаяся энергия 3 МДж составила менее 1 % всей затраченной энергии. Поэтому в любом случае путь к энергетически выгодной реакции синтеза в ЛТС лежит в направлении радикального повышения КПД лазера, о чём говорилось выше.

В настоящее время во Франции завершается строительство лазера LMJ — ещё одной установки, предназначенной для экспериментов вблизи порога зажигания [38]. Эта установка, энергия которой должна составить 1,5 МДж, по всем остальным параметрам эквивалентна установке NIF. Ожидалось, что к концу 2022 г. энергия установки выйдет на уровень 300 кДж. В Институте лазерно-физических исследований (ИЛФИ) российского ядерного центра ВНИИЭФ также идёт строительство мегаджоульной установки для исследований в области ЛТС [39, 40]. Данная установка рассчитана на генерацию лазерного импульса второй гармоники излучения Nd-лазера с энергией 2,8 МДж в 192 пучках. Так же как на установке NIF, максимальная мощность профилированного импульса будет достигать 500 ТВт при длительности импульса 10–20 нс. Главные отличия установки состоят в использовании импульса второй гармоники излучения Nd-лазера и системы сферически-симметричной фокусировки лазерных пучков. Выбор второй гармоники преследует цель увеличить энергетику установки в 1,5 раза по сравнению с установкой NIF за счёт более вы-

сокой эффективности преобразования излучения основной гармоники, составляющей при использовании современных кристаллов КДП для второй гармоники 55–60 %, в то время как для третьей гармоники — 35–40 %. Несмотря на более низкую эффективность энергетического воздействия излучения второй гармоники по сравнению с третьей, увеличение энергии лазерного импульса до 2,6 МДж позволит использовать мишени с большей массой, что может обеспечить более широкие возможности оптимизации её сжатия и зажигания. Геометрия облучения, соответствующая симметрии куба-октаэдра, даст возможность проводить эксперименты при сферическом облучении мишени с шести направлений как при прямом, так и непрямом облучении, причём в последнем случае с использованием конвертора сферической формы, что является крайне важным для создания однородного поля рентгеновского излучения.

Один из вариантов мишени прямого сжатия, предназначенной для экспериментов на мегаджоульной установке российского проекта, представлен в совместной публикации [41] учёных ФИАН и ИЛФИ-ВНИИЭФ. Для лазерного импульса второй гармоники Nd-лазера с энергией 2,8 МДж двухслойная оболочка с внешним радиусом 1595 мкм имеет слой аблятора из СН-пластика толщиной 35 мкм и слой намороженного на его внутреннюю поверхность DT-льда толщиной 120 мкм [41]. В такой мишени поглощается 57 % энергии лазерного импульса. Полная длительность импульса составляет 10 нс. В течение 7 нс мощность плавно нарастает до максимального значения 400 ТВт, которое сохраняется в течение оставшихся 3 нс. Коэффициент усиления такой мишени по отношению к лазерной энергии, полученный в одномерных численных расчётах в приближении отсутствия генерации быстрых электронов, составляет $G_L = 18$ [41].

В последующих работах на основе двумерного численного моделирования было исследовано влияние на коэффициент усиления гидродинамических неустойчивостей [42–44] и генерации быстрых электронов [45, 46]. В исследованиях устойчивости сжатия мишени учитывались все факторы нарушения однородности нагрева мишени: конечное число (192) облучающих лазерных пучков (базовый фактор), дисбаланс энергии между пучками, промах пучков относительно центра мишени, сдвиг мишени от точки фокусировки и рассогласование прихода пучков на мишень. Базовая неоднородность облучения приводит к трёхкратному снижению коэффициента усиления. Среди дополнительных факторов наиболее существенное воздействие на однородность облучения оказывает смещение мишени из точки наведения лазерных пучков. Для того чтобы наличие дополнительных факторов не приводило к ухудшению базовой неоднородности, сдвиг мишени не должен превышать 2 % от радиуса мишени, случайный промах пучков — 5 % от радиуса мишени, временное рассогласование лазерных импульсов — 3 % от длительности импульса, а энергетический дисбаланс в лазерных кластерах — 12 %. Проектные характеристики лазерной системы установки РФЯЦ-ВНИИЭФ с запасом удовлетворяют указанным выше условиям, что говорит о возможности проведения на этой установке успешных экспериментов по зажиганию не только в схеме непрямого, но и прямого облучения.

Что касается быстрых электронов, масштабом их энергии при всех механизмах генерации служит средняя

энергия осцилляции электрона в поле лазерного излучения: $\varepsilon = m_e c^2 [(1 + a^2)^{1/2} - 1]$ (здесь $a = eE_f / m_e c \omega$ — безразмерный вектор-потенциал поля лазерного излучения, m_e , e — соответственно масса и заряд электрона, E_f — напряжённость поля, c — скорость света, $\omega = 2\pi c / \lambda$ — частота лазерного излучения). Отсюда вытекают соотношения для энергии быстрого электрона в релятивистском при $I_{19} \lambda_\mu^2 > 1$ (I_{19} — интенсивность в единицах 10^{19} Вт см $^{-2}$, λ_μ — длина волны в микронах) и нерелятивистском при $I_{19} \lambda_\mu^2 < 0,1$ режимах ускорения электрона в поле лазерного излучения соответственно: ε [МэВ] = $= 1,2(I_{19} \lambda_\mu^2)^{1/2}$ и ε [МэВ] = $0,45(I_{19} \lambda_\mu^2)^{1/3}$ [47, 48]. Характеризация быстрых электронов для традиционной искровой схемы зажигания при $I \lambda^2 \sim 10^{14}$ Вт см $^{-2}$ базируется на приведённом выше нерелятивистском скейлинге и результатах экспериментов [49], согласно которым в энергии быстрых электронов с температурой $T_h \approx 30 - 50$ кэВ содержится около 1 % лазерной энергии.

Выполненные в [45, 46] численные расчёты с использованием этих данных показали следующие результаты влияния переноса энергии быстрыми электронами на работу мишени искрового зажигания, предназначенной для экспериментов на установке российского проекта. При температуре $T_h < 35$ кэВ и степени конверсии, меньшей 2 %, быстрые электроны не оказывают существенного влияния на сжатие и коэффициент усиления мишени. При $T_h > 35$ кэВ критическим порогом степени трансформации лазерной энергии в энергию быстрых электронов является величина 1 %.

3. Перспективные методы зажигания в лазерном термоядерном синтезе

Метод зажигания сфокусированной ударной волной [17] предусматривает воздействие на мишень традиционной конструкции двухступенчатого лазерного импульса, обеспечивающего более сильное разделение процессов сжатия и нагрева мишени по сравнению с традиционным искровым зажиганием. Первая часть импульса, так же как и в случае традиционного подхода, предназначена для плавного низкоэнтропийного сжатия мишени в течение 10–20 нс до плотности в несколько десятков г см $^{-3}$. На второй ступени очень быстро (за десятые доли наносекунды) мощность импульса возрастает до значений около 500 ТВт и сохраняется в течение примерно одной нс. Именно эта вторая часть лазерного импульса предназначена для генерации мощной зажигающей ударной волны с давлением за фронтом в несколько сотен Мбар. Центральная область зажигания формируется при высокой степени концентрации энергии в результате столкновения одной или нескольких расходящихся и сходящейся (зажигающей) ударных волн [17, 50, 51]. Метод зажигания сфокусированной ударной волной способен обеспечить коэффициент усиления $G_L = 50 - 70$ при энергии лазерного импульса около 1 МДж [17, 50–53].

Для генерации зажигающей ударной волны интенсивность лазерного излучения на поверхности предварительно сжатой мишени должна составлять не менее $(5 - 10) \times 10^{15}$ Вт см $^{-2}$, что на порядок превышает максимальную интенсивность лазерного импульса при традиционном искровом зажигании. Взаимодействие излучения столь высокой интенсивности с плазмой сопровождается интенсивной генерацией быстрых электронов.

Степень трансформации лазерной энергии в энергию быстрых электронов и характерная энергия этих частиц растут с ростом параметра взаимодействия $I \lambda^2$. Если в случае традиционного искрового зажигания в энергию быстрых электронов с температурой 30–50 кэВ, как указывалось выше, трансформируется около 1 % лазерной энергии [49], то в случае зажигания сфокусированной ударной волной эти величины могут составлять 50–100 кэВ и 20–40 % (от энергии зажигающей части импульса) [54–56]. Однако в период, предшествующий генерации зажигающей ударной волны, мишень оказывается сжатой, что препятствует прогреву центральной части мишени быстрыми электронами. В таких условиях имеет место позитивный эффект переноса энергии быстрыми электронами за счёт того, что на заключительной стадии сжатия мишени они вносят значительный вклад в формирование абляционного давления, которое в несколько раз превышает абляционное давление при традиционном искровом зажигании. Данный эффект подтверждён в ряде экспериментов [57–63]. Так, в экспериментах [57, 58] с плоскими СН-мишенями и импульсом йодного лазера 5×10^{15} Вт см $^{-2}$ абляционное давление возрастало от 30–40 Мбар в отсутствие быстрых электронов, когда использовалось излучение третьей гармоники, до 80–90 Мбар при использовании основной гармоники, сопровождавшемся интенсивной генерацией быстрых электронов. В экспериментах [60] абляционное давление увеличивалось до 70 Мбар с ростом интенсивности Nd-лазера до 10^{16} Вт см $^{-2}$. В экспериментах [63] с использованием лазера петаваттной мощности было зарегистрировано давление ударной волны 140 Мбар.

Метод прямого зажигания [18] предполагает радикальное разделение процессов сжатия и нагрева термоядерной плазмы за счёт использования дополнительного источника энергии — зажигающего импульса (электронный или ионный пучок) с интенсивностью $10^{18} - 10^{19}$ Вт см $^{-2}$, который должен передать свою энергию предварительно сжатой плазме за время её инерциального удержания в течение нескольких десятков пс. Предлагалось использовать сферические оболочечные мишени, снабжённые симметрично расположенными полыми коническими каналами для ввода излучения зажигающего импульса. В [64] в связи со стремительно развивающимися в середине 1990-х гг. исследованиями по созданию лазеров петаваттной мощности [65] на основе техники "чирпирования" [66] было предложено формировать канал доставки зажигающего импульса за счёт пондеромоторного воздействия излучения лазерного пучка с интенсивностью $10^{20} - 10^{21}$ Вт см $^{-2}$.

Предложенный в [64] сценарий состоял в использовании на стадии зажигания двух лазерных импульсов, длительность каждого из которых должна составлять около 10 пс. По каналу, образованному в результате воздействия первого импульса, излучение второго импульса проникает в мишень, где вследствие его взаимодействия с плотными слоями плазмы происходит генерация зажигающего пучка быстрых электронов. В настоящее время набор рассматриваемых вариантов зажигающего импульса включает уже упоминавшийся пучок лазерно-ускоренных электронов, пучок лазерно-ускоренных протонов и лёгких ионов [67–70], импульс лазерно-индуцированного рентгеновского излучения [71], а также гидродинамический импульс лазерно-ускоренной макрочастицы [72, 73]. При выполнении критерия зажигания

$T_{ig} \approx 10$ кэВ, $\rho_{ig} R_{ig} \approx 0,35-0,4$ г см⁻² энергия области зажигания $E_{ig} \propto (\rho_{ig} R_{ig})^3 T_{ig} / \rho_{ig}^2$ уменьшается с увеличением плотности области зажигания по квадратичному закону. Выполненные расчётно-теоретические исследования [18, 64, 74, 75] показали, что быстрое зажигание может снизить суммарную энергию сжимающего и зажигающего импульсов, необходимую для зажигания при достижении $G_L = 1$, до значений около 100 кДж, в то время как при суммарной энергии 10 МДж коэффициент усиления мишени быстрого зажигания может составить $G_L = 1,5 \times 10^3$, что превышает более чем в 5 раз наиболее оптимистичное предсказание при традиционном искровом зажигании. Среди результатов экспериментов, посвящённых исследованию физики быстрого зажигания, следует отметить результаты экспериментов [76–79] на установке Gekko-12 в Институте лазерной инженерии (ILE) в Университете г. Осака (Япония), в которых было зарегистрировано увеличение нейтронного выхода более чем на порядок при дополнительном нагреве сжатой плазмы сферической мишени как пучком лазерно-ускоренных электронов [76, 77], так и за счёт удара лазерно-ускоренной макрочастицы [78, 79].

4. Сверхмощные лазерно-индуцированные ударные волны

Наиболее плодотворным направлением исследования уравнения состояния вещества является ударно-волновой эксперимент в плоской геометрии в связи с возможностью применения в данном случае широкого круга диагностик [39, 40, 80]. Как уже говорилось, при непосредственном облучении мишени тераваттными импульсами коротковолнового лазерного или лазерно-индуцированного рентгеновского излучения в современном эксперименте достигнуты рекордные давления квазистационарной ударной волны в твёрдом веществе с давлением в несколько десятков Мбар [11, 12, 39, 40, 81]. Методом достижения ещё больших давлений на этом уровне мощности излучения является кумулятивная передача энергии мишени в результате удара макрочастицы, ускоренной как целое под действием тераваттного импульса лазерного или лазерно-индуцированного рентгеновского излучения. С использованием такого "столкновительного" метода, более сложного в экспериментальной реализации, достигнуты рекордные давления ударной волны в несколько сотен мегабар [78, 82–84].

В экспериментах [78, 82] на установке "Gekko-12" (ILE) при облучении импульсом излучения третьей гармоники Nd-лазера с интенсивностью около 10^{14} Вт см⁻² макрочастица-ударник из СН-пластика толщиной 20 мкм была разогнана до скорости около 700 км с⁻¹. В результате удара в испытываемой мишени из того же материала толщиной 300 мкм было зарегистрировано распространение ударной волны с давлением за фронтом около 200 Мбар. В экспериментах [83] на установке "Nike" лаборатории NRL (США) при облучении импульсом KтF-лазера (длина волны 0,25 мкм) с той же интенсивностью излучения около 10^{14} Вт см⁻² с подобными частицей-ударником и испытываемой мишенью было зарегистрировано распространение ударной волны с давлением за фронтом около 500 Мбар. Причём частица-ударник была разогнана до скорости около 1000 км с⁻¹. Наконец, в эксперименте [84] на установке "Nova" (LLNL, США) было достигнуто рекордное для лабораторных условий

давление ударной волны 740 Мбар. Двухслойная макрочастица-ударник, состоящая из слоя СН-аблятора толщиной 50 мкм и слоя золота толщиной 3 мкм, ускорилась до скорости около 100 км с⁻¹ под действием импульса рентгеновского излучения, в который предварительно преобразовывался импульс излучения третьей гармоники Nd-лазера. Макрочастица-ударник сталкивалась с испытываемой мишенью из золота толщиной 6 мкм. Скорость ударной волны в испытываемой мишени составила 50 км с⁻¹.

Возможность генерации ударных волн с ещё большим давлением связана с использованием пучков лазерно-ускоренных электронов и ионов. В [19, 85–87] представлено расчётно-теоретическое обоснование генерации квазистационарной плоской ударной волны с давлением в несколько гигабар и даже десятков гигабар при воздействии пучка релятивистских электронов, ускоренных в поле излучения лазеров петаваттной мощности. Физическая предпосылка состоит в особенностях передачи энергии твёрдой мишени от быстрых заряженных частиц, происходящей в результате кулоновских столкновений с электронами вещества. Вследствие этого плотность области поглощения энергии заряженных частиц в веществе не ограничена критической плотностью плазмы, что имеет место при поглощении электромагнитного излучения. Передача энергии плотному веществу является причиной, по которой воздействию потока лазерно-ускоренных быстрых электронов или ионов способно обеспечить более высокое абляционное давление и, следовательно, генерацию более мощной ударной волны в твёрдом веществе. Действительно, поскольку, как было показано в предыдущем разделе, $P_{ab} \approx \rho_{ab}^{1/3} I^{2/3}$, при одинаковой интенсивности пучок заряженных частиц способен обеспечить давление в мишени с плотностью ρ_0 , приблизительно в $(\rho_0/\rho_{cr})^{1/3}$ раз большее, чем лазерный пучок. Имея в виду, например, излучение основной гармоники Nd-лазера ($\lambda \approx 1,06$ мкм, $\rho_{cr} \approx 3,6 \times 10^{-3}$ г см⁻³) и мишень из алюминия ($\rho_0 \approx 2,7$ г см⁻³), увеличение давления составляет около 10 раз.

В современных экспериментах по взаимодействию лазерного излучения петаваттной мощности с веществом достигнуты энергии быстрых электронов и ионов, превышающие соответственно 1 МэВ и 100 МэВ/нуклон при степени трансформации энергии лазерного излучения в энергию этих частиц соответственно 20–30 % и 7–10 % (см., например, обзоры [88, 89]). Обеспечивая плотность потока энергии на поверхности мишени, сравнимую с интенсивностью лазерного импульса, пучки лазерно-ускоренных электронов способны обеспечить генерацию ударных волн с рекордным для лабораторного эксперимента давлением в несколько Гбар. Экспериментальные свидетельства генерации ударных волн с давлением в несколько сот Мбар за счёт нагрева малых масс вещества быстрыми электронами, ускоряемыми петаваттными лазерными импульсами, получены в работах [90–92].

Переход к давлению в несколько Гбар в лабораторном эксперименте будет значительным шагом в развитии исследований уравнения состояния вещества. Исследования на уровне давлений в несколько сотен и тысяч Мбар обеспечивались возможностями подземных ядерных испытаний в период проведения таковых. Некоторые результаты этих исследований изложены в серии обзоров, опубликованных в УФН [93–96]. В условиях

моратория на проведение ядерных испытаний наиболее перспективным способом генерации ударной волны с гигабарным давлением является воздействие на вещество потоков лазерно-ускоренных заряженных частиц, при котором может быть обеспечена рекордная для лабораторных условий концентрация вклада энергии в вещество. Причём такой подход способен обеспечить гигабарный уровень давления плоской ударной волны в открытой геометрии, что особенно важно для использования различных диагностик.

5. Заключение

Зажигание мишени ЛТС непрямого сжатия подтвердило принципиальную возможность реализации управляемой реакции синтеза в лабораторных условиях. Важной научной задачей ближайшего времени представляется демонстрация зажигания и в схеме прямого облучения, которая может быть осуществлена на мегаджоульной установке российского проекта. Прямое облучение является более простым и менее энергозатратным по сравнению с непрямым облучением. Кроме того, применение перспективных методов зажигания, известных к настоящему времени, в схеме прямого облучения представляется более реальным с технической точки зрения, чем в схеме непрямого облучения. Дальнейший путь к термоядерной энергетике на основе ЛТС связан с решением научно-технологических задач повышения КПД лазеров с мощностью в несколько сотен тераватт и реализации частотного режима их работы.

В области физики высоких плотностей энергии сжатие мишеней ЛТС при сверхвысокой концентрации энергии в веществе, а также генерация сверхмощных ударных волн под действием лазеров с петаваттным и эксаваттным уровнем мощности даёт возможность лабораторного исследования свойств вещества в экстремальных условиях. В частности, важным шагом в этой области будет переход к исследованию уравнения состояния вещества при гигабарном уровне давления.

Автор признателен И.Я. Доскочу за помощь в подготовке статьи.

Список литературы

- Басов Н Г, Крохин О Н *ЖЭТФ* **46** 171 (1964); Basov N G, Krokhin O N *Sov. Phys. JETP* **19** 123 (1964)
- Басов Н Г и др. *Письма в ЖЭТФ* **8** 26 (1968); Basov N G et al. *JETP Lett.* **8** 14 (1964)
- Басов Н Г и др. *Письма в ЖЭТФ* **23** 474 (1976); Basov N G et al. *JETP Lett.* **23** 428 (1976)
- Афанасьев Ю В и др. *ЖЭТФ* **72** 170 (1977); Afanas'ev Yu V et al. *Sov. Phys. JETP* **45** 90 (1977)
- Басов Н Г и др. *Письма в ЖЭТФ* **28** 135 (1978); Basov N G et al. *JETP Lett.* **28** 125 (1978)
- Афанасьев Ю В и др. *ЖЭТФ* **77** 2539 (1979); Afanas'ev Yu V et al. *Sov. Phys. JETP* **50** 1229 (1979)
- Афанасьев Ю В и др. "Лазерные термоядерные мишени с большими коэффициентами усиления по энергии" ("Thermonuclear laser targets with large energy gain coefficients"), in *Proc. of the Fifth Intern. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1974, Tokyo, 11–15 November 1974* Vol. II (Vienna: Intern. Atomic Energy Agency, 1975) p. 559
- Афанасьев Ю В и др. *Письма в ЖЭТФ* **21** 150 (1975); Afanas'ev Yu V et al. *JETP Lett.* **21** 68 (1975)
- Афанасьев Ю В и др. *Прикладная математика и механика* **39** 451 (1975); Afanas'ev Yu V et al. *J. Appl. Math. Mech.* **39** 427 (1975)
- Афанасьев Ю В и др. *ЖЭТФ* **71** 594 (1976); Afanas'ev Yu V et al. *Sov. Phys. JETP* **44** 311 (1976)
- Lindl J *Phys. Plasmas* **2** 3933 (1995)
- Lindl J et al. *Phys. Plasmas* **21** 020501 (2014)
- Kritcher A L et al. *Phys. Plasmas* **28** 072706 (2021)
- Moses E I, Wuest C R *Fusion Sci. Technol.* **47** 314 (2005)
- Nuckolls J et al. *Nature* **239** 139 (1972)
- Феокистов Л П, в сб. *Будущее науки* Вып. 18 (М.: Знание, 1985) с. 168
- Щербаков В А *Физика плазмы* **9** 409 (1983); Shcherbakov V A *Sov. J. Plasma Phys.* **9** 240 (1983)
- Basov N G, Gus'kov S Yu, Feoktistov L P *J. Sov. Laser Res.* **13** 396 (1992)
- Гуськов С Ю *Письма в ЖЭТФ* **100** 79 (2014); Gus'kov S Yu *JETP Lett.* **100** 71 (2014)
- Lawson J D *Proc. Phys. Soc. B* **70** 6 (1957)
- Roza'nov V B et al., in *Energy from Inertial Fusion* (Ed. J Hogan) (Vienna: Intern. Atomic Energy Agency, 1995) p. 21
- Kidder R E *Nucl. Fusion* **19** 223 (1979)
- Afanasiev Yu V, Gus'kov S Yu, in *Nuclear Fusion by Inertial Confinement* (Eds G Velarde, Y Ronen, J M Martinez-Val) (Boca Ration, FL: CRC Press, 1993) p. 99
- Rosenbluth M N *Phys. Rev. Lett.* **29** 565 (1972)
- Liu C S, Rosenbluth M N, White R B *Phys. Fluids* **17** 1211 (1974)
- Gus'kov S Yu, Krokhin O N, Roza'nov V B *Nucl. Fusion* **16** 957 (1976)
- Chanteloup J-C, Albach D *IEEE Photon. J.* **3** (2) 245 (2011)
- Caird J et al. *Fusion Sci. Technol.* **56** 607 (2009)
- Taylor G I *Proc. R. Soc. London A* **201** 192 (1950) <https://doi.org/10.1098/rspa.1950.0052>
- Kline J L et al. *Nucl. Fusion* **59** 112018 (2019)
- Kritcher A L et al. *Nat. Phys.* **18** 251 (2022)
- Clark D S et al. *Phys. Plasmas* **20** 056318 (2013)
- Weber S V et al. *Phys. Plasmas* **21** 112706 (2014)
- Clark D S et al. *Phys. Plasmas* **22** 022703 (2015)
- Igumenshchev I V et al. *Phys. Plasmas* **23** 052702 (2016)
- Igumenshchev I V et al. *Phys. Plasmas* **24** 056307 (2017)
- Atzeni S et al. *Europhys. News* **53** (1) 18 (2022)
- Besnard D *Eur. Phys. J. D* **44** 207 (2007)
- Гаранин С Г *УФН* **181** 434 (2011); Garanin S G *Phys. Usp.* **54** 415 (2011)
- Бельков С А, Гаранин С Г, Рогачёв В Г, Гуськов С Ю, в сб. *XLVIII Международная Звенигородская конф. по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу, ICPAF-2021, 15–19 марта 2021 г., г. Москва. Сборник тезисов докладов* (Сост. В А Иванов и др.) (М.: ЗАО НТЦ ПЛАЗМАИОФАН, 2021)
- Бельков С А и др. *ЖЭТФ* **148** 784 (2015); Bel'kov S A et al. *J. Exp. Theor. Phys.* **121** 686 (2015)
- Demchenko N N et al. *Laser Part. Beams* **33** 655 (2015)
- Бельков С А и др. *ЖЭТФ* **151** 396 (2017); Bel'kov S A et al. *J. Exp. Theor. Phys.* **124** 341 (2017)
- Бельков С А и др. *ЖЭТФ* **154** 629 (2018); Bel'kov S A et al. *J. Exp. Theor. Phys.* **127** 539 (2018)
- Gus'kov S Yu et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **61** 055003 (2019)
- Gus'kov S Yu et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **61** 105014 (2019)
- Beg F N et al. *Phys. Plasmas* **4** 447 (1997)
- Haines M G et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 045008 (2009)
- Rosenberg M J et al. *Phys. Rev. Lett.* **120** 055001 (2018)
- Betti R et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 155001 (2007)
- Atzeni S, Schiavi A, Marrocchino A *Plasma Phys. Control. Fusion* **53** 035010 (2011)
- Lafon M, Ribeyre X, Schurtz G *Phys. Plasmas* **17** 052704 (2010)
- Gus'kov S Yu et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **64** 045011 (2022)
- Nora R et al. *Phys. Rev. Lett.* **114** 045001 (2015)
- Piriz A R et al. *Phys. Plasmas* **19** 122705 (2012)
- Theobald W et al. *Phys. Plasmas* **15** 056306 (2008)
- Гуськов С Ю и др. *Квантовая электроника*. **36** 429 (2006); Gus'kov S Yu et al. *Quantum Electron.* **36** 429 (2006)
- Gus'kov S Yu et al. *Laser Part. Beams* **32** 177 (2014)
- Antonelli L et al. *Phys. Plasmas* **26** 112708 (2019)
- Theobald W et al. *Phys. Plasmas* **19** 102706 (2012)
- Theobald W et al. *Phys. Plasmas* **22** 056310 (2015)
- Llor Aisa E et al. *Phys. Plasmas* **24** 112711 (2017)

63. Santos J J et al. *New J. Phys.* **19** 103005 (2017)
64. Tabak M et al. *Phys. Plasmas* **1** 1626 (1994)
65. Perry M D, Mourou G *Science* **264** 917 (1994)
66. Strickland D, Mourou G *Opt. Commun.* **56** 219 (1985)
67. Гуськов С Ю *Квантовая электроника*. **31** 885 (2001); Gus'kov S Yu *Quantum Electron.* **31** 885 (2001)
68. Roth M et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 436 (2001)
69. Ruhl H et al. *Физика плазмы* **27** 387 (2001); *Plasma Phys. Rep.* **27** 363 (2001)
70. Быченко В Ю и др. *Физика плазмы* **27** 1076 (2001); Vychenkov V Yu et al. *Plasma Phys. Rep.* **27** 1017 (2001)
71. Caruso A, in *Proc. of the IAEA Technical Committee Meeting on Drivers, Paris, France, November 14–18, 1994* (Vienna: IAEA, 1994) p. 325
72. Murakami M, Nagatomo H *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **544** 67 (2005)
73. Murakami M et al. *Nucl. Fusion* **46** 99 (2006)
74. Gus'kov S Yu *Laser Part. Beams* **23** 255 (2005)
75. Гуськов С Ю *Физика плазмы* **39** 3 (2013); Gus'kov S Yu *Plasma Phys. Rep.* **39** 1 (2013)
76. Kitagawa Y et al. *Phys. Plasmas* **9** 2202 (2002)
77. Kodama R et al. *Nature* **418** 933 (2002)
78. Watari T et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **112** 022065 (2008)
79. Azechi H et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 235002 (2009)
80. Анисимов С И, Прохоров А М, Фортвов В Е *УФН* **142** 395 (1984); Anisimov S I, Prokhorov A M, Fortov V E *Phys. Usp.* **27** 181 (1984)
81. Craxton R S et al. *Phys. Plasmas* **22** 110501 (2015)
82. Murakami M et al. *Nucl. Fusion* **54** 054007 (2014)
83. Karasik M et al. *Phys. Plasmas* **17** 056317 (2010)
84. Cauble R et al. *Phys. Rev. Lett.* **70** 2102 (1993)
85. Gus'kov S Yu, Kuchugov P A, Vergunova G A *Matter Radiat. Extremes* **6** 020301 (2021)
86. Gus'kov S Yu et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **64** 045001 (2022)
87. Гуськов С Ю, Зарцкий Н П, Кучугов П А *Письма в ЖЭТФ* **111** 149 (2020); Gus'kov S Yu, Zaretskii N P, Kuchugov P A *JETP Lett.* **111** 135 (2020)
88. Mourou G, Tajima T, Bulanov S V *Rev. Mod. Phys.* **78** 309 (2006)
89. Беляев В С и др. *УФН* **178** 823 (2008); Belyaev V S et al. *Phys. Usp.* **51** 793 (2008)
90. Akli K U et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 165002 (2008)
91. Lancaster K L et al. *Phys. Plasmas* **24** 083115 (2017)
92. Adak A et al. *Phys. Plasmas* **24** 072702 (2017)
93. Аврорин Е Н и др. *УФН* **163** (5) 1 (1993); Avrorin E N et al. *Phys. Usp.* **36** 337 (1993)
94. Трунин Р Ф *УФН* **164** 1215 (1994); Trunin R F *Phys. Usp.* **37** 1123 (1994)
95. Аврорин Е Н, Симоненко В А, Шибаршов Л А *УФН* **176** 449 (2006); Avrorin E N, Simonenko V A, Shibarshov L A *Phys. Usp.* **49** 432 (2006)
96. Симоненко В А *УФН* **176** 889 (2006); Simonenko V A *Phys. Usp.* **49** 861 (2006)

Laser thermonuclear fusion and physics of pulsed plasma with ultrahigh energy density

S.Yu. Gus'kov

Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation

E-mail: guskovsky@lebedev.ru

Research in the field of laser thermonuclear fusion, which began more than 60 years ago at the Lebedev Physical Institute, in 2022 led to a record result in the ignition of a controlled fusion reaction in a laboratory experiment. The paper outlines the modern concept of laser fusion and the most significant results of research into pulsed plasma with an extremely high energy density produced under high-power laser irradiation of matter. A concise summary of the history of research in the field of laser fusion is presented, with emphasis placed on the role of the Lebedev Physical Institute.

Keywords: lasers, controlled fusion reaction, inertial confinement, laser plasma, shock waves

PACS number: **52.57.-z**

Bibliography — 96 references

Received 9 October 2023, revised 28 December 2023

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **194** (9) 941–950 (2024)

Physics – Uspekhi **67** (9) (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.01.039630>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2024.01.039630>