

УДК 621.039.633

## КРИОГЕННОЕ ВОДОРОДНОЕ ТОПЛИВО ДЛЯ УПРАВЛЯЕМОГО ИНЕРЦИАЛЬНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА (КОНЦЕПЦИЯ ФАБРИКИ КРИОГЕННЫХ МИШЕНЕЙ НА ОСНОВЕ МЕТОДА FST)

*И.В. Александрова<sup>1</sup>, Е.Р. Корешева<sup>1,2</sup>, И.Е. Кошелев<sup>1</sup>, О.Н. Крохин<sup>1,2</sup>, А.И. Никитенко<sup>1</sup>, И.Е. Осипов<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

<sup>3</sup>Центр энергоэффективности Интер РАО ЕЭС, Москва, Россия

Производство и доставка криогенного водородного топлива с высокой точностью и частотой является неперенным условием построения фабрики криогенных мишеней (ФКМ) для обеспечения работы реактора на основе ИТС. Перспективным путём решения поставленной задачи является реализация метода FST, предложенного и развитого в Физическом институте им. П.Н. Лебедева (ФИАН). Метод FST (работа с движущимися бесподвесными мишенями) является уникальным и не имеет аналогов в мире. Дальнейшее развитие технологий на его основе осуществляется в рамках программы по созданию модульного варианта ФКМ и коммерциализации полученных результатов. В ФИАН предложена оригинальная концепция ФКМ (ФКМ-ФИАН), которая имеет следующие отличительные особенности: использование FST-технологий для поточного производства криогенных мишеней; использование квантовой левитации ВТСП в магнитном поле с целью построения систем доставки типа «маглев» для бесконтактного манипулирования, позиционирования и транспорта криогенных мишеней; использование фурье-голографии в системе диагностики on-line движущихся криогенных мишеней. В работе представлены результаты большого цикла экспериментальных и теоретических исследований, продемонстрировавших, что в России создана уникальная научная, инженерная и технологическая база для построения опытного образца ФКМ-ФИАН для непрерывного формирования криогенных топливных мишеней и их высокочастотной доставки в камеру реактора ИТС.

**Ключевые слова:** инерциальный термоядерный синтез (ИТС), поточное производство мишеней на основе метода FST (free-standing target), высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП), магнитная левитация (маглев), фурье-голография, фабрика криогенных мишеней.

## CRYOGENIC HYDROGEN FUEL FOR CONTROLLED INERTIAL CONFINEMENT FUSION (CONCEPT OF CRYOGENIC TARGET FACTORY BASED ON FST-LAYERING METHOD)

*I.V. Aleksandrova<sup>1</sup>, E.R. Koresheva<sup>1,2</sup>, I.E. Koshelev<sup>1</sup>, O.N. Krokhin<sup>1,2</sup>, A.I. Nikitenko<sup>1</sup>, I.E. Osipov<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

<sup>2</sup>National Research Nuclear University «MEPhI» (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow Russia

<sup>3</sup>Inter RAO UES, Power Efficiency Centre, Moscow, Russia

A central element of an inertial confinement fusion (ICF) power plant is a target with cryogenic hydrogen fuel that must be delivered to the target chamber center with high accuracy and frequency. Therefore, the cryogenic target factory (CTF) is of an integral part of any ICF reactor. A promising path to solve the issue is the FST layering method developed at the Lebedev Physical Institute (LPI). This method (rapid fuel layering inside moving free-standing targets) is a unique and has no analogs in the world. Further FST-technologies development is realizing in the scope of LPI program on creation of modular CTF and commercialization of the obtained results. In this report, we discuss our concept of CTF (CTF-LPI), which has the following distinctive features: using FST-technologies for elaboration of the flow line production of cryogenic targets using quantum levitation of high-temperature superconductors (HTSC) in magnetic field (maglev) for non-contacting manipulation, transport and positioning of the free-standing cryogenic targets, using Fourier holography for on-line characterization and tracking of a flying targets in the reactor chamber. The original experimental and theoretical works gained in LPI are evidence that existing and developing target fabrication capabilities and technologies can be applied to ICF target production. The unique scientific, engineering and technological base developed in Russia allows creating a CTF-LPI prototype for mass targets producing and their delivery at the required rate.

**Key words:** inertial confinement fusion, free-standing target (FST)-line production, high-temperature superconductors (HTSC), magnetic levitation (maglev), Fourier holography, cryogenic target factory.

### ВВЕДЕНИЕ

Управляемый термоядерный синтез (УТС) находится сейчас на такой стадии развития, когда актуальными проблемами становятся разработка реакторных технологий и построение демонстрационного реактора. УТС развивается в двух основных направлениях, отличающихся способом удержания горячей термоядерной плазмы:

— магнитный термоядерный синтез (МТС), когда разогретая топливная плазма длительное время удерживается квазистатическим образом с помощью сильного магнитного поля в установках типа токамак, стелларатор и др. При этом реактор МТС будет работать практически в стационарном режиме. Реализуемость подхода на основе МТС должна быть впервые продемонстрирована на международном токамаке ИТЭР, строительство которого начато в 2008 г. на юге Франции;

— инерциальный термоядерный синтез (ИТС), когда в отличие от МТС плазма ничем не удерживается, кроме собственной инерции. Все реакции ядерного синтеза происходят в короткий промежуток времени, измеряемый долями наносекунды. По сути, в управляемом ИТС мы имеем дело с последовательностью управляемых термоядерных микровзрывов. Поэтому реактор ИТС будет работать в импульсном, а не стационарном режиме, как это имеет место в МТС. Для демонстрации энергии термоядерного синтеза, получаемой по схеме ИТС, во многих странах мира построены опытные лабораторные установки ([1] и список литературы к ней). Целью их работы является демонстрация технической рентабельности ИТС, когда энергия, выделившаяся в термоядерных реакциях, превышает всю вложенную энергию. В настоящее время продемонстрирован так называемый scientific breakeven, т.е. научная рентабельность ИТС: энергия, выделившаяся в термоядерных реакциях, впервые превзошла энергию, вложенную в сжатие и нагрев топлива.

Для получения требуемого положительного выхода за счёт сжатия и нагрева топлива в реакторе ИТС необходимо, чтобы топливо подавалось в центр реакторной камеры с частотой  $\sim 10$  Гц (лазерный или тяжелоионный драйвер) или 0,1 Гц (Z-пинч) [1]. Поэтому в настоящее время быстрыми темпами развиваются те направления исследований, которые напрямую связаны с разработкой частотных методов формирования криогенных мишеней и созданием пилотной установки — фабрики криогенных мишеней (ФМК) для демонстрации их массового производства в требуемом частотном диапазоне. В данной статье обсуждается концептуально новый подход к поставленной проблеме, основанный на быстром формировании твёрдого слоя топлива внутри движущихся бесподвесных мишеней (метод FST) [1—4], дан обзор основных результатов, а также представлены результаты последних исследований, полученные в рамках данного подхода по ключевым вопросам создания ФМК для ИТС с лазерным драйвером.

### ФАБРИКА КРИОГЕННЫХ МИШЕНЕЙ В КОНЦЕПЦИИ ФИАН

Криогенная топливная мишень (КТМ) представляет собой систему вложенных шаровых слоёв, простейший вариант которой — полимерная оболочка и криогенный слой топлива. Требования к качеству таких слоёв достаточно высоки: отклонения  $\varepsilon_1$  от сферичности и концентричности должны составлять не более 1%, локальные неоднородности на поверхности топливного слоя  $\varepsilon_2$  (шероховатость или гладкость слоя) не должны превышать 1 мкм [5]. Условия функционирования реактора исключают возможность формирования КТМ непосредственно в зоне облучения мишени, как это делается сейчас на экспериментальных лазерных установках. Поэтому одной из важнейших задач в программе развития реакторных технологий является сохранение качества КТМ в процессе её доставки в зону термоядерного горения [6]. Это означает, что криогенное водородное топливо внутри КТМ должно иметь такую структуру (ультрадисперсную или нанокристаллическую) [1, 2], которая обеспечит сохранение качества топливного слоя при ускорении, инжекции и транспорте мишени в камере реактора ИТС. Основные стадии работы ФМК по замкнутому циклу производства и доставки КТМ в зону термоядерного горения показаны на рис. 1. При этом подчеркнём, что принципиальным условием, которое позволяет осуществить частотное

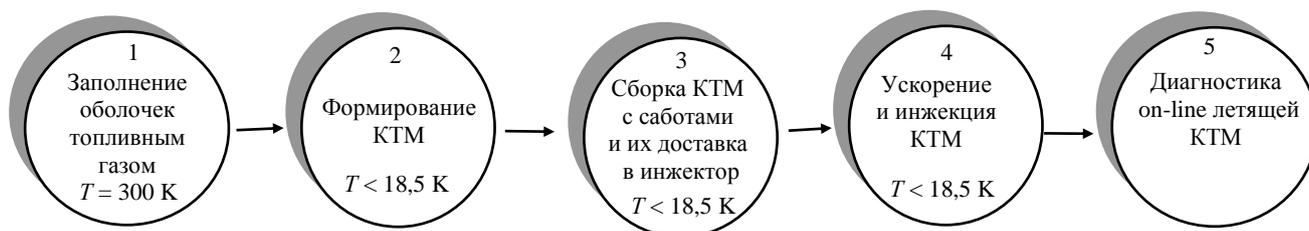


Рис. 1. Основные стадии работы ФМК

производство, является использование именно бесподвесных КТМ, т.е. свободных, не закреплённых на каком-либо подвесе.

Сделаем ещё одно важное замечание. При разработке любой реакторной технологии необходимым условием является требование минимизации запасов трития в подсистемах реактора ИТС, а значит и в подсистемах ФКМ. Наилучшим считается то технологическое решение, которое обеспечивает минимальные временные и пространственные масштабы каждого этапа производства КТМ.

В настоящее время решить весь комплекс поставленных задач представляется возможным лишь на основе технологии, основанной на методе FST (формирование топливного слоя внутри движущихся бесподвесных оболочек), предложенном и развитом в ФИАН [1—4]. Такой подход открывает возможность для развития принципиально новой энергоэффективной технологии производства экологически чистого топлива для выработки электрической и тепловой энергии по схеме ИТС. При этом подчеркнём, что эффективность работы термоядерной электростанции можно обеспечить на базе одновременного функционирования нескольких реакторов, а именно: один драйвер — одна ФКМ —  $N$  реакторов ( $N \geq 5$ ). А для этого необходимо, чтобы ФКМ осуществляла производство мишеней поточным, или, другими словами, «конвейерным» способом, что в настоящее время возможно только при реализации метода FST.

Для сравнения отметим, что в зарубежных лабораториях традиционно развивались технологии производства мишени, укреплённой на каком-либо материальном подвесе (нить, капилляр, конус и др.). Данный подход не применим в энергетических станциях ИТС, так как доставка такой мишени нереализуема в частотном режиме. Кроме того, традиционные технологии отличаются высокой стоимостью производства: более 1000 долларов за 1 КТМ [7]. В настоящее время метод FST — самая дешёвая технология в мире (создание FST-системы в 100 раз дешевле, чем любой другой мишени системы, основанной на традиционной технологии) [1]. Это является ключевым моментом в развитии реакторных технологий, поскольку стоимость КТМ является основным фактором, который определяет экономику энергетической станции на базе ИТС [1, 7]. Именно поэтому разработка технологий дешёвого производства КТМ позволит в будущем управлять на энергетическом рынке стоимостью 1 кВт·ч.

Принципиальная схема ФКМ в концепции ФИАН (ФКМ-ФИАН) показана на рис. 2. Она включает следующие основные модули:

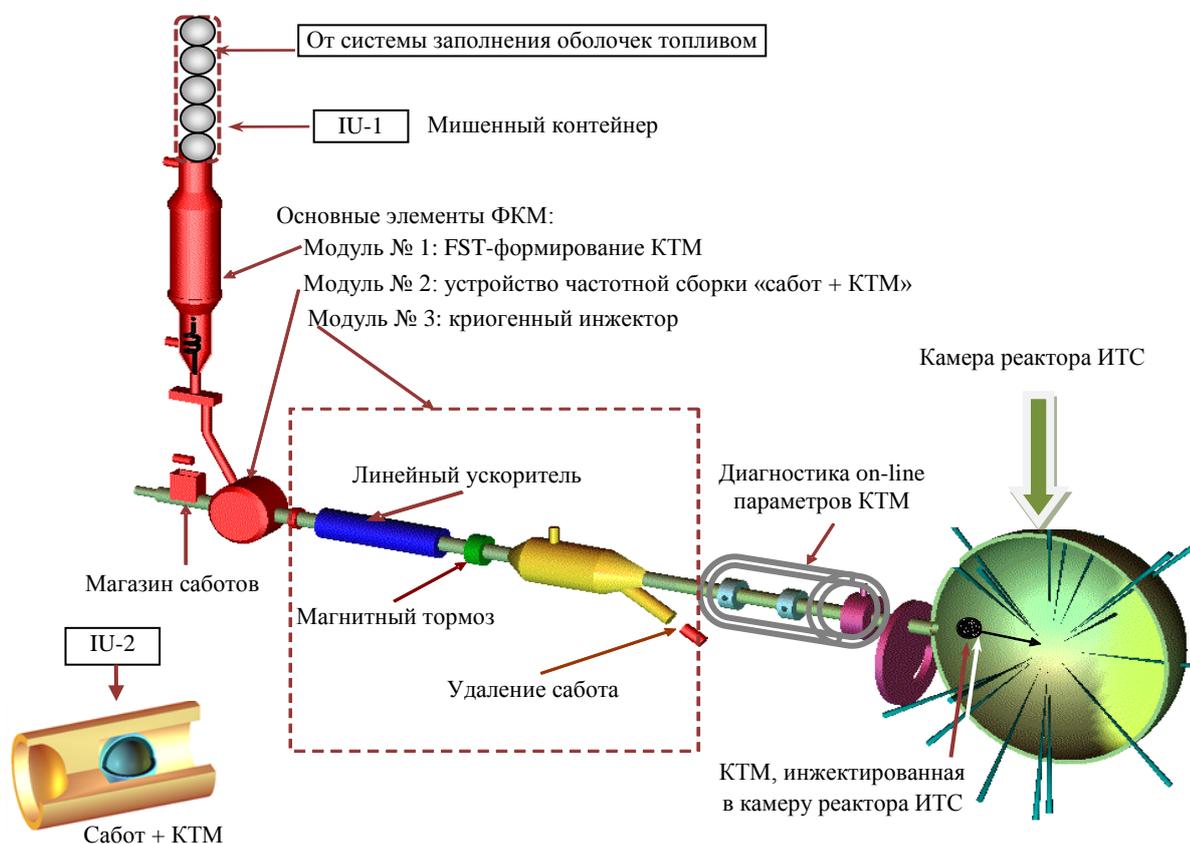


Рис. 2. Принципиальная схема ФКМ в концепции ФИАН (ФКМ-ФИАН)

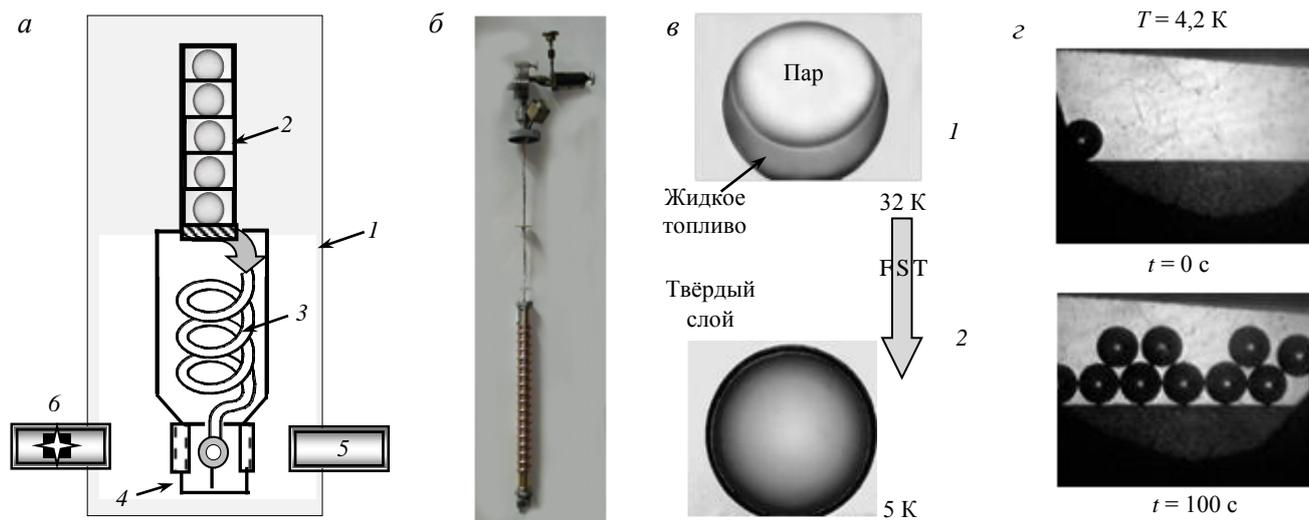


Рис. 3. Метод FST обеспечивает быстрое формирование и симметризацию твёрдых ультрадисперсных слоёв топлива в движущихся оболочках: *a* — схема модуля FST-формирования (1 — криостат, 2 — МК, 3 — КФ, 4 — ТК, 5 — видеотомограф, 6 — зондирующее излучение); *б* — экспериментальный КФ в виде одиночной спирали; *в* — оболочка до начала FST-формирования слоя (топливо в состоянии «стёкшая жидкость + пар» (1)), КТМ после FST-формирования (симметричный твёрдый слой (2)); *г* — инъекция готовых КТМ из КФ в ТК при температуре  $T = 4,2$  К

— модуль № 1: модуль FST-формирования (МФ) для поточного производства бесподвесных КТМ с производительностью линии, начиная от 500 тысяч и более КТМ в день (рис. 3);

— модуль № 2: модуль сборки (МС) КТМ со специальными носителями (так называемыми саботами), работающий с частотой сборки до 10 штук в 1 с;

— модуль № 3: модуль ускорения (МУ) сабота и КТМ до скорости 200—400 м/с и инъекции КТМ в камеру реактора с требуемой частотой.

Важными элементами ФКМ являются интерфейсные узлы (в зарубежной терминологии — interface units или IU), которые осуществляют стыковку модулей между собой. В ФКМ-ФИАН к основным интерфейсным узлам относятся:

— IU-1 — мишенный контейнер (МК) (см. рис. 2 и 3) для подачи массива оболочек с газообразным топливом от системы заполнения в модуль FST-формирования криогенного слоя (модуль № 1);

— IU-2 — сабот для подачи КТМ в модуль ускорения (модуль № 3).

Контрольным элементом ФКМ является система диагностики on-line параметров качества как самой КТМ, так и траектории её движения на основе фурье-голографии.

Порядок работы ФКМ-ФИАН следующий.

**Транспорт МК с массивом заполненных оболочек от системы заполнения в модуль FST-формирования (модуль № 1).** Заполнение оболочек топливом осуществляется либо диффузионным [8], либо инъекционным способом [5]. Метод FST работает с оболочками, заполненными как тем, так и другим способом. В ФИАН построена система диффузионного заполнения, которая обеспечивает в тонкостенных полимерных оболочках внутреннее давление топливного газа до 1000 атм. при 300 К [8]. В основу её работы положена идея непрерывного (или квазинепрерывного) повышения давления в камере заполнения таким образом, чтобы разность давлений внутри и снаружи оболочки не превышала определённой величины. При этом осуществляются автоматический контроль и управление рабочими характеристиками системы.

МК — интерфейсный узел для заполнения массива бесподвесных оболочек газообразным топливом, который затем переносится в модуль № 1 и интегрируется с ним в единую систему.

**Формирование КТМ по методу FST, т.е. формирование равнотолщинного изотропного ультрадисперсного слоя топлива внутри движущихся бесподвесных оболочек в модуле № 1.** Это достигается за счёт реализации высоких скоростей охлаждения (1—50 К/с), что позволяет получить разупорядоченные структуры с большой плотностью дефектов, т.е. изотропную среду, или так называемые ультрадисперсные слои с мелкозернистой или нанокристаллической структурой. Стабилизация полученных структур достигается за счёт введения в состав топлива легирующих добавок. Такие слои относятся к

классу слоёв, перспективных для производства криогенных мишеней требуемого качества и сохранения параметров мишени в процессе её доставки в камеру реактора ИТС [2—4].

Цикл формирования КТМ в модуле № 1 реализуется следующим образом (см. рис. 3). Находящиеся в МК оболочки с жидким (или газообразным) топливом инжектируются в канал формирования (КФ), который представляет собой специальную вставку в криостат в виде вакуумированной спиральной трубки с охлаждаемыми стенками (см. рис. 3, а, б, в). В КФ оболочки с топливом движутся в быстрой последовательности, одна за другой, что обеспечивает частотную инжекцию готовых КТМ в тестовую камеру (ТК, см. рис. 3, г).

Два физических принципа положены в основу метода FST (см. рис. 3, в): динамическая симметризация жидкого слоя, обусловленная свободным вращением КТМ при её движении в КФ; вымораживание топлива на внутренней поверхности оболочки за счёт контактной теплопроводности между движущейся оболочкой и холодной стенкой КФ.

Отметим, что модуль № 1 работает одновременно с массивом бесподвесных мишеней (реакторные технологии). При этом мишени остаются незакреплёнными на всех этапах производства. Реализация высоких скоростей охлаждения ( $1\text{--}50\text{ К/с}$ ) [1—4] по сравнению с традиционными методами формирования слоя ( $\sim 3 \cdot 10^{-5}\text{ К/с}$ ) [1, 5] отвечает требованию по минимизации запасов радиоактивного трития в ФКМ, т.е. минимизации временных и пространственных масштабов каждой стадии производства КТМ за счёт следующих особенностей метода FST [1—4]:

- минимальный пространственный масштаб за счёт плотной упаковки незакреплённых КТМ;
- минимальный временной масштаб за счёт минимального времени формирования слоя при реализации высоких скоростей охлаждения — менее 15 с (в традиционных технологиях до 24 ч [5]);
- инжекционный транспорт мишеней между основными функциональными элементами модуля № 1: МК — КФ — ТК (отсутствует хранение мишеней на промежуточных стадиях).

Таким образом, метод FST является перспективным путём решения проблемы поточного формирования и инжекционного транспорта криогенных топливных мишеней, а также организации производственного процесса на будущих реакторах (рис. 4).

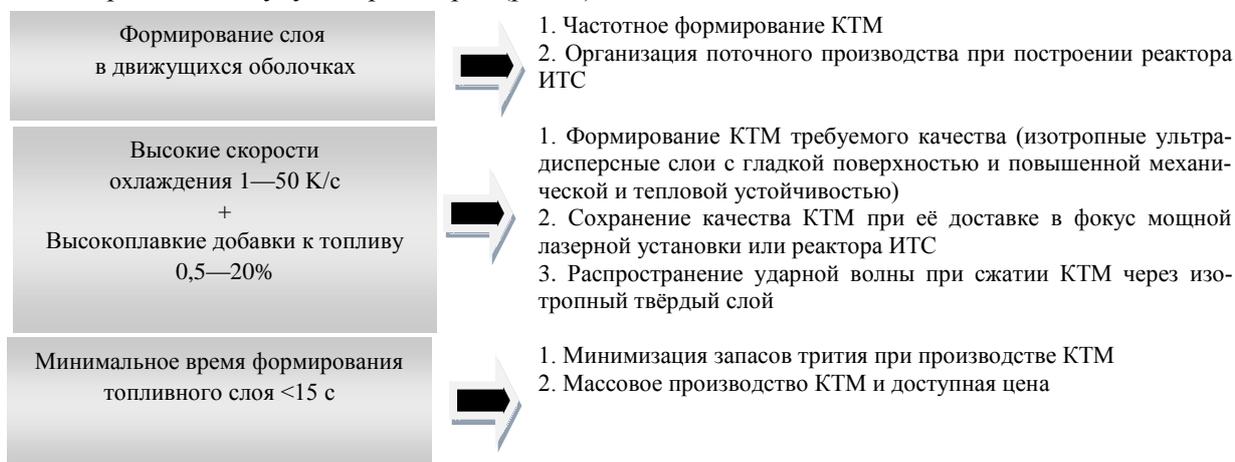


Рис. 4. Характерные параметры метода FST, предложенного и развитого в ФИАН для поточного формирования и инжекционного транспорта КТМ

**Сборка ансамблей «Сабот + КТМ» с помощью револьверного механизма в модуле № 2.** Сабот — защитная капсула-носитель, которая выполняет следующие функции: передаёт импульс движения на КТМ при её ускорении до требуемой скорости инжекции; предохраняет КТМ от разрушения в результате перегрузок, возникающих на стадии ускорения.

**Предварительное ускорение ансамблей «Сабот + КТМ» до скорости  $1\text{--}8\text{ м/с}$ .** Ансамбль «Сабот + КТМ» извлекается из барабана револьверного механизма модуля № 2 за счёт воздействия магнитного поля соленоида на магнитоактивный материал сабота. В результате ансамбль ускоряется до скорости  $1\text{--}8\text{ м/с}$  и движется вдоль транспортной трубки по направлению к стартовой позиции в криогенном инжекторе (модуль № 3).

**Ускорение ансамблей «Сабот + КТМ» в модуле № 3 до скорости 200—400 м/с.** В криогенном инжекторе ансамбль «Сабот + КТМ» ускоряется до необходимой скорости, после чего КТМ отделяется от сабота, инжектируется внутрь реакторной камеры и летит в фокус мощной лазерной установки. Отметим, что модуль № 3 включает также систему коррекции траектории на основе эффекта квантовой левитации ВТСП и систему торможения для разделения ансамбля «Сабот + КТМ» и последующего удаления сабота.

**Диагностика on-line параметров качества и траектории движения КТМ.** Может работать в двух вариантах: контроль КТМ на выходе из инжектора (если такая процедура необходима), а также на стадии полёта КТМ в камере реактора ИТС.

**Резюме.** Неотъемлемой частью реактора ИТС является ФКМ, цели которой — массовое производство бесподвесных КТМ и их частотная доставка в фокус мощной лазерной установки. Ключевыми задачами при построении ФКМ являются выбор эффективного метода формирования КТМ и построение соответствующего устройства для их производства, разработка системы прецизионной и высокочастотной доставки бесподвесных КТМ в зону лазерного облучения, разработка методов диагностики on-line инжектированных КТМ. Решение первой задачи в концепции ФИАН — применение метода FST (модуль № 1) — представлено в работах [3, 4] (см. также список литературы к ним), а второй и третьей задач детально обсуждается далее. Подчеркнём, что новые технологии, основанные на использовании движущихся бесподвесных мишеней (метод FST, ФИАН, рис. 5), позволяют кардинально упростить технологические решения и значительно снизить стоимость разработок.

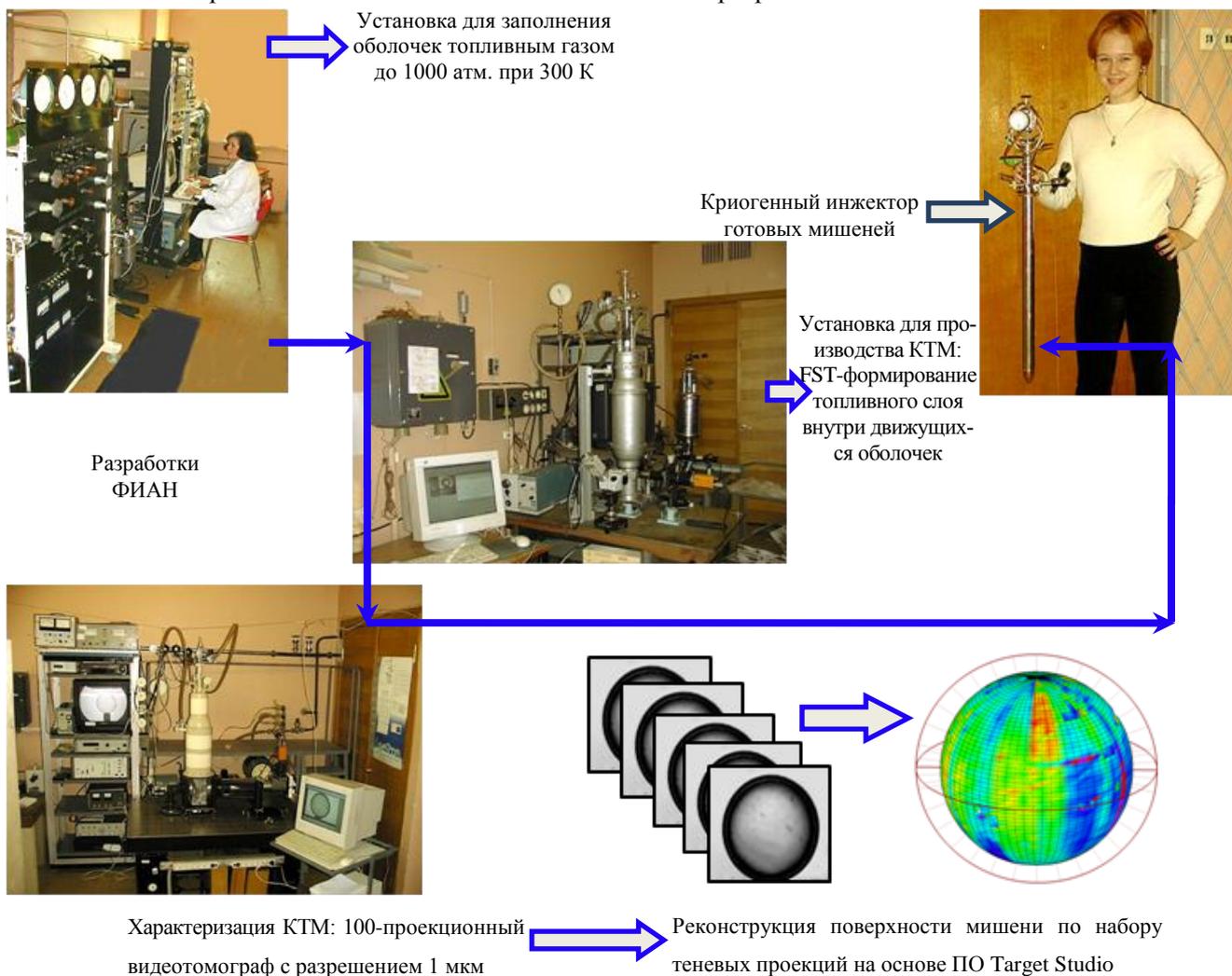


Рис. 5. Основные элементы ФКМ на основе метода FST отработаны на прототипах, созданных в ФИАН, что позволяет значительно снизить риски при её разработке

## СТАДИЯ ДОСТАВКИ — ТРЕБОВАНИЯ К СТРУКТУРЕ ТОПЛИВНОГО СЛОЯ

Производство мишеней реакторного класса требует развития таких методов формирования слоя, которые будут удовлетворять требованиям по физике сжатия мишеней, а именно: криогенный топливный слой должен быть изотропным, чтобы в процессе сжатия мишени были достигнуты требуемые плотности и температуры для осуществления реакций синтеза [9].

Напомним, что применение наноструктурированных материалов позволяет понизить чувствительность образцов к температурным и механическим перегрузкам. Именно поэтому наноматериалы рекомендуются использовать в основных элементах реактора ИТС, таких, как стенка реакторной камеры, активная среда твёрдотельного лазера и стенка оболочки КТМ [1]. В последнее время становится актуальным вопрос о разработке новых технологий, позволяющих получить в наноструктурированном состоянии и топливный слой [2, 9]. Именно структура топливного слоя будет определять его качество на стадии формирования КТМ. Исследования в этом направлении интенсивно ведутся сейчас в России, Испании и США [1]. В работе [9] прямо подчёркивается необходимость формирования нанокристаллических мишеней для установки класса NIF: «Наши результаты свидетельствуют о том, что именно нанокристаллические слои гарантируют малые флуктуации во фронте ударной волны, что минимизирует появление опасных неустойчивостей при сжатии мишеней класса NIF».

Однако для реализации энергетической схемы ИТС необходимо не только сформировать требуемую структуру топлива внутри мишени, но и обеспечить её структурную и фазовую стабилизацию в процессе доставки мишени в лазерный фокус реактора ИТС. Особенность процесса доставки заключается в требованиях на частотность доставки (~10 Гц), точность доставки ( $\pm 20$  мкм) и температурный режим доставки. КТМ (полая полимерная оболочка со сферическим шаровым слоем водородного топлива на её внутренней поверхности) должна иметь в момент облучения лазером температуру не выше 18,5 К. При этом температура стенки самой реакторной камеры может достигать значительных величин. Так, например, для камеры реактора SOMBRERO указанная величина составляет 1758 К [10]. Кроме того, на стадии ускорения в инжекторе допустимые перегрузки на КТМ могут составлять до 1000 g [11].

В этих условиях изучение эволюции структуры криогенных слоёв топлива под влиянием различных внешних воздействий представляет собой одну из важнейших задач в общей проблеме ИТС. В данном разделе мы рассмотрим вопрос о структурной и фазовой стабилизации ядерного топлива при воздействии теплового излучения от стенок реакторной камеры, чтобы понять, какие требования к структуре топливного слоя предъявляются исходя из особенностей процесса доставки КТМ.

**Стадия доставки.** Важный момент при доставке мишеней в фокус мощной лазерной установки — выживаемость криогенных топливных слоёв. Процесс доставки включает в себя стадию ускорения в инжекторе и стадию полёта мишени внутри камеры. Принципиально неустраняемыми источниками механического и теплового разрушения мишени на этих стадиях являются перегрузки при ускорении и теплопритоки от излучения стенок камеры и горячего остаточного газа.

Снижение скорости инжекции мишени в камеру реактора позволяет уменьшить перегрузки и тем самым снизить вероятность механического разрушения мишени. Однако чем меньше скорость инжекции, тем дольше КТМ находится под воздействием температурных перегрузок, угрожающих тепловым разрушением криогенного слоя, т.е. ростом его шероховатости (высокие моды возмущений) и разнотолщинности (низкие моды возмущений) сверх допустимых норм. Поэтому, чтобы доставить КТМ без разрушения, необходимо провести детальное исследование, предметом которого является эффект деградации топливного слоя с различной внутренней структурой под воздействием теплового излучения стенок камеры, внутри которой движется КТМ.

Выживаемость криогенных водородных слоёв топлива, подверженных внешнему воздействию, зависит от структуры слоя. При рассмотрении данного вопроса мы руководствовались тем фактом, что в равновесном состоянии твёрдые изотопы водорода состоят из анизотропных молекулярных кристаллов. В работе [12] обнаружено, что анизотропия в величине скорости звука присуща ГПУ-решётке изотопов водорода (ГПУ — гексагональная плотная упаковка) и для водорода ( $H_2$ ) и дейтерия ( $D_2$ ) составляет около 20% (продольный звук) и 33% (поперечный звук). Поскольку в соответствии с теорией Дебая решеточная теплопроводность прямо пропорциональна величине скорости звука, то даже при условии

равномерной тепловой нагрузки на поверхность мишени (имеется в виду процесс транспорта мишени в реакторной камере с горячими стенками) возникает различие в радиальном градиенте температур в случае анизотропного криогенного слоя. Это является причиной сферически асимметричной сублимации топливного вещества, что приводит к росту шероховатости слоя и его разнотолщинности при доставке первоначально идеальной мишени в фокус лазерной установки.

Исследование вопроса начато в работе [13], затем продолжено в работах [14, 15]. К настоящему времени проведена оптимизация кодов и выполнено численное моделирование процесса деградации топливного слоя при нагревании криогенной мишени в камере реактора с тёплыми стенками для двух интересующих нас случаев:

— изотропный ультрадисперсный слой. Скорости охлаждения, характерные для метода FST ( $q = 1\text{—}50\text{ K/c}$ ), способствуют образованию чрезвычайно разупорядоченных структур с большой плотностью дефектов, т.е. образованию изотропной среды. В изотропном слое коэффициент теплопроводности  $k_s$  не зависит от пространственных координат;

— анизотропные молекулярные кристаллы (реальный монокристалл или поликристаллы с крупными кристаллическими зёрнами,  $q \sim 3 \cdot 10^{-5}\text{ K/c}$ ). Получение топливного слоя в анизотропном кристаллическом состоянии характерно для традиционных методов производства криогенных мишеней. В этом случае коэффициент теплопроводности слоя зависит от пространственных координат, а эксперименты по сжатию таких мишеней подтверждают высокую чувствительность анизотропного топлива к внешним тепловым воздействиям на КТМ [5].

**Постановка задачи.** Попробуем проследить тепловую историю мишени с различной степенью анизотропии слоя при её полёте в камере реактора с тёплыми стенками. В системе сферических координат  $r, \theta, \phi$  коэффициент теплопроводности для анизотропного слоя может быть записан в следующем виде:

$$k_1 = k_s(1 + \xi_1(\varphi, \theta)); k_2 = k_s(1 + \xi_2(\varphi, \theta)); k_3 = k_s(1 + \xi_3(\varphi, \theta)),$$

где  $\xi_n$  ( $n = 1, 2, 3$ ) — безразмерная функция, описывающая зависимость коэффициента теплопроводности от направления.

Прежде всего формализуем задачу сублимации газа. Пусть  $T_m(r, t)$ ,  $k_m(T)$ ,  $c_m(t)$ ,  $\rho_m(T)$  обозначают температуру, коэффициент теплопроводности, теплоёмкость и плотность компонентов мишени. Индекс  $m = sh, s, g$ , где  $sh$  и  $s$  относятся соответственно к полимерной оболочке и криогенному слою, а  $g$  — к газу. В анизотропном (кристаллическом) криогенном слое тепловой поток в сферических координатах задаётся вектором  $\mathbf{j}_s$ :

$$\mathbf{j}_s = - \left( k_1 \frac{\partial T_s}{\partial r}, k_2 \frac{\partial T_s}{r \partial \theta}, k_3 \frac{\partial T_s}{r \sin \theta \partial \varphi} \right).$$

Здесь  $T_s(r, \theta, \varphi, t)$  — температура в криогенном слое в момент времени  $t$ . Динамика температуры в оболочке описывается уравнением теплопроводности

$$\rho_{sh} c_{sh}(T) \frac{dT_{sh}}{dt} = \alpha_{sh} J_{sh} \quad (1)$$

с начальным условием

$$T_{sh}(0) = T_i. \quad (2)$$

Множитель  $\alpha_{sh}$  есть коэффициент поглощения излучения на единицу длины. Величина  $J_{sh}$  в (1) определяет поток теплового излучения от стенки реакторной камеры, в которой находится КТМ. В этом случае задача облучения сферически симметрична и для величины потока можно использовать закон Стефана—Больцмана

$$J_{sh} = \sigma T_0^4, \quad (3)$$

где  $\sigma$  — постоянная Стефана—Больцмана;  $T_0$  — температура внутренней стенки камеры реактора;  $T_i$  — начальная температура мишени при её инжекции в реакторную камеру (температура инжекции). На границе «оболочка — криогенный слой» температуры обеих сред равны:

$$T_{sh}(t) = T_s(r_1, \theta, \varphi, t). \quad (4)$$

Динамика температуры внутри кристаллического слоя в силу отсутствия сферической симметрии имеет вид

$$\rho_s c_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \alpha_s J_s(r) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( (k_1(r, \theta, \varphi) r^2 \frac{\partial T_s}{\partial r}) \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( k_2(r, \theta, \varphi) \sin \theta \frac{\partial T_s}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( k_3(r, \theta, \varphi) \frac{\partial T_s}{\partial \varphi} \right), \quad (5)$$

$$J_s = J_{sh} \exp(-\alpha_{sh} w_{sh} - \alpha_s(r_1 - r)). \quad (6)$$

Здесь и далее  $r_0$  и  $r_1$  — внешний и внутренний радиус оболочки соответственно;  $w_{sh} = r_0 - r_1$  — толщина оболочки;  $\alpha_s$  — коэффициент поглощения в слое. Запишем баланс тепловых потоков на границе «криогенный слой + пар», принимая во внимание количество тепла, необходимого для сублимации топлива:

$$\left( k_1 \frac{\partial T_s}{\partial r} + k_2 \frac{\partial T_s}{r^2} \frac{\partial w}{\partial \theta} + k_3 \frac{\partial T_s}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial w}{\partial \varphi} \right) \Big|_{r=r_1-w(t)} = -\lambda_s \rho_s \frac{dw}{dt}. \quad (7)$$

Здесь  $\lambda_s$  — удельная теплота сублимации. Равенство температур на границе «криогенный слой + пар» имеет вид

$$T_s \Big|_{r=r_1-w} = T_g(t). \quad (8)$$

Зависимость температуры газа от времени объясняется тем, что в результате сублимации его плотность меняется, а следовательно, меняется и температура. Процесс сублимации начинается в момент  $t = 0$ . Пусть  $w_0$  — толщина криогенного слоя в момент  $t = 0$ . Тогда начальные условия таковы:

$$w(0) = w_0; T_g(0) = T_i; T_{sh}(r, 0) = \phi(r); T_s \Big|_{t=0} = \psi(r), \quad (9)$$

где  $\phi(r)$  и  $\psi(r)$  — начальные профили температуры для полимерной оболочки и криогенного слоя топлива соответственно.

Анализ данной сферически несимметричной системы параболических уравнений с изменяющейся границей (задача Стефана) был проведён с помощью асимптотических методов решения сингулярно возмущённых краевых задач для уравнений параболического типа, где в качестве малого параметра выступала величина, обратная аспектному отношению слоя  $\delta^2 = (w/r_0)^2$  (обычно  $\delta^2 \sim 10^{-2}$ ). С помощью этого анализа при некоторых модельных упрощениях удалось получить обыкновенное дифференциальное уравнение для толщины криогенного слоя для любых значений сферических координат  $\theta$  и  $\varphi$ . Оно имеет вид

$$\frac{dw(\varphi, \theta, t)}{dt} = -\gamma_0(\varphi, \theta) \frac{(\sqrt{1+\beta t} - 1)}{w(r_1 - w)} - \gamma_1 w \frac{r_1}{r_1 - w} + \gamma_2 \frac{w^2}{r_1^2 (r_1 - w)} - \frac{\gamma_3 \exp(-\chi^2 t)}{r_1 - w} \left\{ \cos(\pi w/w_0) + \frac{w_0 \sin(\pi w/w_0)}{\pi(r_1 - w)} \right\}. \quad (10)$$

Здесь использованы следующие параметры:

$$\gamma_0 = \frac{k_s(1 + \xi_1(\varphi, \theta)) \eta_0}{\lambda_s \rho_s \eta_1}; \quad \gamma_1 = \frac{\alpha_s \sigma T_0^4}{2\lambda_s \rho_s}; \quad \gamma_2 = \frac{2}{3} r_1^2 \gamma_1; \quad \gamma_3 = \frac{4\alpha_s \sigma T_0^4 r_1 w_0}{\pi^2 \lambda_s \rho_s};$$

$$\chi^2 = \frac{k_s(1 + \xi_1)\pi^2}{c_s \rho_s w_0^2}; \quad \beta = \frac{2\alpha_{sh} \sigma T_0^4 \eta_1}{\rho_{sh} \eta_0^2}; \quad \eta_0 = c_{sh}(T_i); \quad \eta_1 = \frac{c_{sh}(T_{tp}) - c_{sh}(T_i)}{T_{tp} - T_i},$$

где  $T_{tp}$  — температура тройной точки для заданного топливного вещества.

Уравнение (10) решено с помощью классического метода Рунге—Кутты, который обеспечивает хорошую точность при относительно малом объёме вычислений. В расчётах температурно-зависимые свойства материалов, составляющих КТМ (материал оболочки, изотопы водорода), были представлены полиномами различной степени. В расчётах использовались следующие исходные данные:

— рассматривались классические реакторные мишени с высоким энергетическим выходом (Classical High Gain Target (CHGT)). В настоящее время обсуждаются несколько вариантов дизайна такой мишени. Мы остановимся на варианте CHGT-1 [16], так называемая мишень «Накаи». Она представляет собой полимерную оболочку диаметром  $\varnothing = 4$  мм и толщиной стенки  $\Delta R = 45$  мкм. Толщина криогенного слоя топлива составляет  $W = 200$  мкм, параметр  $\delta^2 = 10^{-2}$ . Отметим, что при формировании мишеней требова-

ния на симметрию криогенного слоя всегда были достаточно жёсткими. Современные представления по этому вопросу детально представлены в работе [5] (параметры  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  на с. 30);

— на КТМ класса CHGT-1 падает однородный тепловой поток излучения от стенок камеры реактора SOMBRERO с температурой 1758 К [10]. Тепловой поток, поглощённый в материале мишени  $J$ , составлял от 5,0 до 0,5 Вт/см<sup>2</sup>, температура мишени при её инъекции варьировалась в пределах  $T_i \equiv T_{inj} = 10\text{—}18$  К. Полученные результаты численного моделирования позволяют оценить время жизни топливного ядра (т.е. время до момента нарастания шероховатости слоя сверх допустимого значения, которое определяется соотношением  $\epsilon_2 < 1$  мкм) и, как следствие, определить условия сохранения качества мишени при её инъекции в реакторную камеру.

Данные, представленные в табл. 1, обнаруживают следующую закономерность: скорость роста шероховатости слоя тем меньше, чем ниже уровень его анизотропии. Для более детального анализа отметим, что минимальное время полёта мишени в камере реактора (время инъекции  $\Delta t_{cc}$ ) определяется отношением радиуса камеры (6,5 м для реактора типа SOMBRERO) к максимальной на данный момент практически реализуемой скорости инъекции мишени (~400 м/с). Это время составляет ~16 мс. Если время роста шероховатости слоя  $\Delta t_{rough}$  сверх допустимого значения (параметр  $\epsilon_2$ ) меньше минимального времени инъекции ( $\Delta t_{cc} = 16$  мс), то даже идеально сформированная КТМ в процессе её полёта в камере реактора теряет своё качество и становится непригодной для сжатия по схеме ИТС.

Анализ рис. 6 позволяет сделать следующие важные заключения. Криогенный слой с анизотропией  $\xi \geq 10\%$  даже при относительно низком уровне поглощённого тепла  $J = 0,5$  Вт/см<sup>2</sup> деградирует вследствие роста его шероховатости ещё до момента прихода инжектированной мишени в центр реакторной камеры. И это при максимально возможной на данный момент скорости инъекции ~400 м/с. Для анизотропного слоя при  $\xi = 7\text{—}9\%$  остаётся единственная возможность — инъекция мишени при температуре  $T_{inj} = 18$  К. Однако при этом величина  $T_{inj}$  становится близкой к температуре  $T_{cc} = 18,5$  К, при которой КТМ с твёрдым DT-слоем должна достичь центра реакторной камеры. Другими словами, КТМ должна инжектироваться в камеру практически с предельной скоростью 400 м/с. Однако при этом габариты инжектора должны быть значительно увеличены за счёт увеличения длины ускорения, ибо в противном случае КТМ будет разрушена под действием значительных механических перегрузок (в инжекторе перегрузки возникают за счёт превышения ускорения мишени  $a$  над ускорением свободного падения  $g$  и могут достигать величины ~1000  $g$  [11]).

Отметим, что в случае, когда дизайн реакторной камеры включает остаточный газ, инжектированная КТМ подвергается не только тепловому излучению стенок камеры, но и конвективному нагреву со стороны горячего газа. В этих условиях проблема выживания инжектированной мишени становится ещё более сложной.

**Резюме.** Таким образом, формирование изотропных ультрадисперсных криогенных слоёв является не только условием получения качественного топлива, но и условием сохранения этого качества вплоть до момента облучения мишени. Изотропные ультрадисперсные слои топлива можно отнести к классу

Т а б л и ц а 1.  $\Delta t_{rough}$  (мс) как функция  $\xi$  при различных величинах поглощённого потока

$\xi$ , %	$J = 5$ Вт/см <sup>2</sup>		$J = 0,5$ Вт/см <sup>2</sup>	
	$D_2$	DT	$D_2$	DT
1	11,7	9,8	27,6	23,0
3	6,4	5,4	15,4	13,0
5	4,7	4,0	11,5	9,7
10	3,0	2,6	7,6	6,5
15	2,4	2,0	6,1	5,1
20	2,0	1,7	5,1	4,4

Примечание: температура инъекции  $T_{inj} = 10$  К.

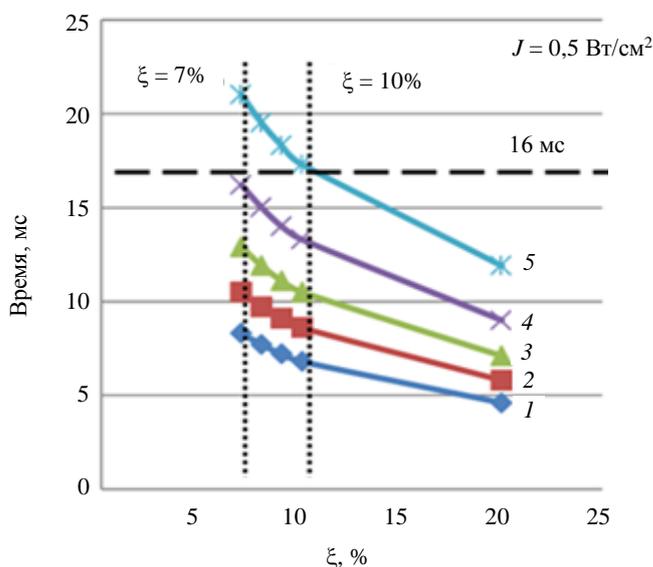


Рис. 6. Время роста шероховатости DT-слоя сверх допустимого значения как функция его анизотропии при различных величинах температуры инъекции,  $T_{inj} = 10$  (1), 12 (2), 14 (3), 16 (4), 18 К (5)

слоёв, обладающих свойством самосохранения, имея в виду их высокую механическую и тепловую устойчивость. По существу, речь идёт о получении новых функциональных структур топливного слоя, обладающих долгоживущими характеристиками качества. Последнее имеет первостепенное значение для практической реализации требований по физике сжатия мишеней, а также сохранения качества топливного слоя при доставке готовых КТМ в камеру реактора ИТС.

### ПРИМЕНЕНИЕ ВТСП В СИСТЕМЕ ДОСТАВКИ КТМ В РЕАКТОР ИТС

Чтобы обеспечить надёжную доставку криогенного водородного топлива, необходимо корректировать либо траекторию летящей КТМ, либо направление распространения лазерных пучков (в соответствии с данными диагностики on-line траектории КТМ). В последнем случае необходимо синхронно управлять положением входных зеркал камеры, количество которых может достигать 150—200 штук. При разработке систем доставки наиболее перспективным является первый вариант — коррекция траектории движущейся КТМ в режиме реального времени — как с точки зрения надёжности процесса контроля, так и с точки зрения стоимости его реализации.

Один из подходов, предложенных в США, заключается в управлении траекторией мишени с помощью лазерного луча [17]. Для этого КТМ должна быть покрыта снаружи абляционным слоем из отверждённого газа. Направленное испарение внешнего криогенного слоя позволит скомпенсировать воздействие «ветра» из остаточных газов. В рамках этого сценария пучки драйвера, приходящие в центр камеры, должны быть подстроены под траекторию движения мишени. Для получения соответствующего абляционного слоя можно воспользоваться оригинальным методом, развитым в ФИАН, для нанесения отверждённых газов на внешнюю поверхность движущейся КТМ [18].

Другой способ коррекции траектории движущейся мишени основан на использовании магнитных линз. При этом полагается, что КТМ должна иметь внешнее покрытие из сверхпроводящего материала. Известны работы, в которых предложено в качестве покрытия применять сверхпроводящий свинец [19, 20]. Однако свинец обладает низким значением температуры сверхпроводящего перехода ( $T_c = 7,2$  К) и малой величиной критического магнитного поля ( $B_c = 0,08$  Тл при 0 К,  $B_c = 0$  при  $T_c = 7,2$  К). Учитывая то обстоятельство, что КТМ должна иметь температуру в момент облучения  $T \sim 18,5$  К, применение свинцового покрытия бесперспективно, так как свинец при этой температуре не является сверхпроводником.

В ФИАН было предложено использовать в качестве сверхпроводящего покрытия КТМ ВТСП-материалы [21], которые имеют достаточно высокие значения величин  $T_c$  и  $B_c$ . В частности, сверхпроводящая керамика на основе  $Va_2Cu_3O_{7-x}$  ( $^{123}Y$ ), технология которой развивается в ФИАН, имеет значение  $T_c \simeq 91—93$  К и  $B_c > 45$  Тл.

Ещё одной проблемой в процессе доставки является сохранение параметров топливного слоя до момента облучения КТМ импульсом мощного лазерного излучения. Поэтому движение КТМ осуществляется в защитной капсуле — саботе, который передаёт импульс движения на КТМ при её ускорении до требуемых скоростей инжекции (200—400 м/с). Однако при этом выделяется тепло вследствие трения сабота о стенку направляющей трубки инжектора. Чтобы исключить этот источник разрушения топливного слоя, было предложено использовать систему коррекции траектории сабота из ВТСП, исключаящую его касание о стенки направляющей трубки инжектора [22].

Таким образом, создание системы бесконтактного позиционирования и транспорта КТМ представляет собой одну из важнейших задач в общей проблеме ИТС. Предварительные эксперименты, проведённые в ФИАН с использованием левитации ВТСП в магнитном поле, подтвердили плодотворность этого подхода.

**Подготовка ВТСП-образцов.** Цель проводимых исследований — генерировать различные режимы левитации ВТСП-образцов для тестирования условий, которые могут быть использованы для развития систем позиционирования, транспорта и коррекции траектории КТМ на основе эффекта квантовой левитации ВТСП в магнитном поле.

ВТСП-материалы позволяют работать в двух направлениях: непрямая доставка, когда КТМ предварительно размещается внутри сабота, и прямая доставка, когда КТМ движется самостоятельно без какого-либо носителя.

Реализация непрямой доставки предполагает разработку сверхпроводящего сабота, что позволяет избежать вмешательства в дизайн мишени. Прямая доставка связана с нанесением внешнего ВТСП-покрытия на поверхность полимерной (СН) оболочки. Это означает, что конструкция мишени будет изменена. При этом процесс нанесения должен обладать высокой степенью повторяемости при высоком уровне качества самого ВТСП-покрытия. Кроме того, ВТСП-покрытие должно удовлетворять жёстким требованиям, вытекающим из условий физики сжатия мишени при её облучении мощным импульсом лазерного излучения.

В экспериментах были испытаны следующие ВТСП-образцы:

— ВТСП-таблетки, а также детали таких таблеток из сверхпроводящей керамики  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  ( $^{123}Y$ , рис. 7, *a*) производства ФИАН;

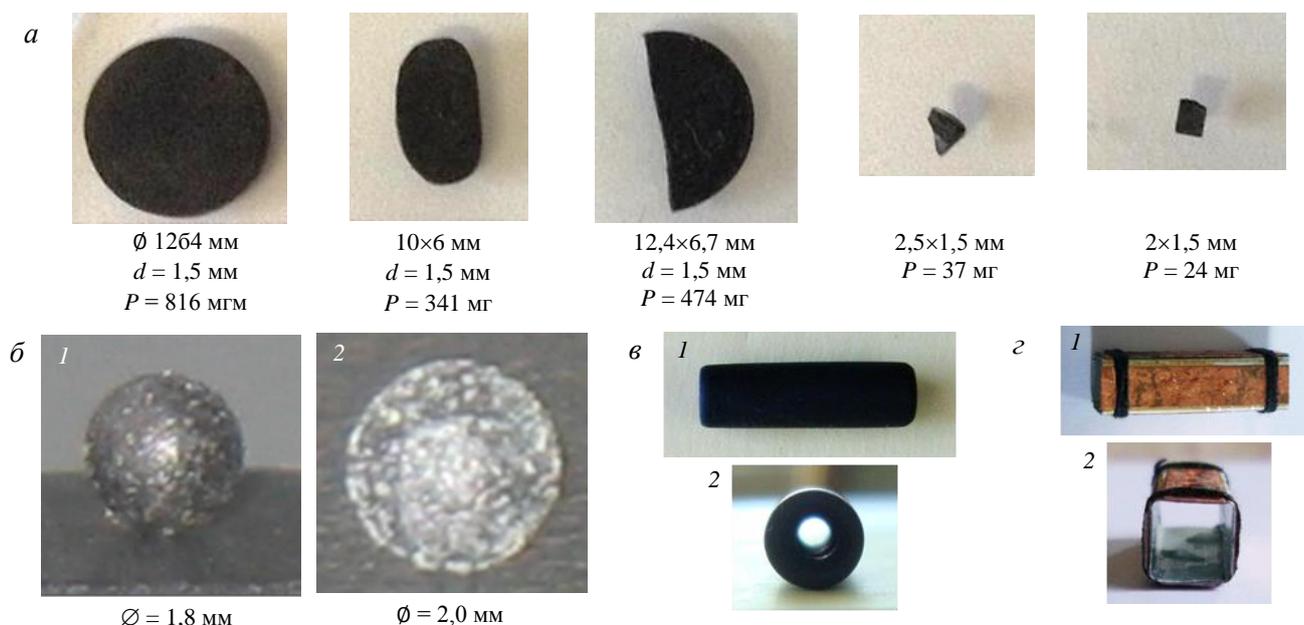


Рис. 7. ВТСП-образцы, изготовленные в ФИАН для экспериментального моделирования в области позиционирования и транспортировки мишеней: *a* — образцы из керамики  $^{123}Y$  различной формы и размеров; *б* — полимерные оболочки с внешним покрытием из композита на основе порошка  $^{123}Y$ , распределённого по полимерной матрице, диаметр мишени и толщина покрытия соответственно 1,8 мм и 10 мкм (1), 2 мм и 50 мкм (2); *в* — сабот, изготовленный на основе керамики  $^{123}Y$  (1 — вид сбоку, 2 — вид с торца), длина 16 мм, внешний диаметр 5 мм, внутренний диаметр 2 мм; *г* — сабот, изготовленный на основе ВТСП-ленты производства ЗАО «СуперОкс» (1 — вид сбоку, 2 — вид с торца, размер  $20 \times 5 \times 5$  мм, толщина стенки 0,28 мм)

— СН-оболочки с внешним слоем из композитного материала, изготовленного в ФИАН (сверхпроводящий  $^{123}Y$ -порошок, распределённый внутри полимерной матрицы (см. рис. 7, *б*)). Диаметр оболочек  $\varnothing \sim 2$  мм соответствует базовой мишени класса HiPER (High Power laser Energy Research) [11], предназначенной для проведения экспериментов на первой в мире частотной лазерной установке ( $E_1 = 200$  кДж), строящейся сейчас в Европе. Её работа потребует формирования и доставки КТМ ударного поджига с частотой  $\nu \geq 1$  Гц;

— ВТСП-ленты типа СуперОкс J-PI-12-20Ag-20Cu (производство ЗАО «СуперОкс», Москва);

— ВТСП-саботы (см. рис. 7, *в*), изготовленные из  $^{123}Y$ -керамики (производство ФИАН);

— ВТСП-саботы (см. рис. 7, *г*), изготовленные из ВТСП-ленты типа СуперОкс J-PI-12-20Ag-20Cu.

Исходные таблетки из сверхпроводящей  $^{123}Y$ -керамики были изготовлены в Лаборатории сверхпроводимости ФИАН методом твёрдофазных реакций [22].  $^{123}Y$ -образцы имели температуру сверхпроводящего перехода  $T_c = 91$  К при ширине перехода 1 К. Значения нижнего ( $B_1$ ) и верхнего ( $B_2$ ) критических полей составляли соответственно  $B_1 = 3$  мТл (при  $T = 17$  К) и  $B_2 > 45$  Тл (при  $T = 0$  К). Сверхпроводящие  $^{123}Y$ -таблетки, а также детали таких таблеток (см. рис. 7, *a*), использовались в качестве подложек или носителей для полимерных оболочек при воздействии на них магнитных полей различной конфигурации.

Для получения сверхпроводящего порошка приготовленную  $^{123}Y$ -таблетку размалывали, растирали и снова отжигали в атмосфере кислорода при  $440$  °С. По окончании этой процедуры из печи вынимали

порошок, который затем использовался в опытах по левитации для создания сверхпроводящего  $^{123}\text{Y}$ -покрытия на внешней поверхности СН-оболочек (см. рис. 7, б).

ВТСП-ленты типа СуперОкс J-PI-12-20Ag-20Cu выполнены на основе сверхпроводящей эпитаксиальной плёнки  $\text{GaBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  (или  $^{123}\text{Ga}$ ), нанесённой на подложку из сплава хастеллой С-276 (немагнитный). Ширина ленты составляет 12 мм, толщина 0,08 мм, при этом толщина собственно сверхпроводящей плёнки составляет  $\sim 1$  мкм. Критический ток разрушения сверхпроводимости составляет  $I_c = 425$  А при температуре  $T = 77$  К. Температура сверхпроводящего перехода  $T_c \sim 92$  К.

Для создания ВТСП-сабота на основе  $^{123}\text{Ga}$ -ленты из исходной ленты вырезали четыре прямоугольных кусочка размером  $20 \times 5$  мм, толщиной 0,08 мм. Затем они укреплялись на оправке из алюминиевой фольги толщиной 0,2 мм, выполненной в виде параллелепипеда длиной 20 мм, высотой и шириной 5 мм (см. рис. 7, з). В экспериментах также использовался цилиндрический сабот (длина 16 мм, внешний диаметр 5 мм, внутренний диаметр 2 мм), изготовленный на токарном станке из  $^{123}\text{Y}$ -таблетки (см. рис. 7, б).

**Создание и диагностика PMG-систем.** В ФИАН в широком диапазоне температуры ( $T = 5\text{—}80$  К) было детально изучено поведение  $^{123}\text{Y}$ - и  $^{123}\text{Ga}$ -образцов различной геометрии (для моделирования случаев как прямой, так и не прямой доставки) в магнитных полях различной конфигурации, формируемых с помощью постоянных магнитов. Такие системы в зарубежной литературе называются «permanent magnet guideway», или PMG-системы. Отметим, что конфигурация PMG-системы (рис. 8) крайне важна для оптимизации процесса транспорта ВТСП-образцов с точки зрения возникающей силы левитации, стабильности позиционирования и скорости движения образцов.

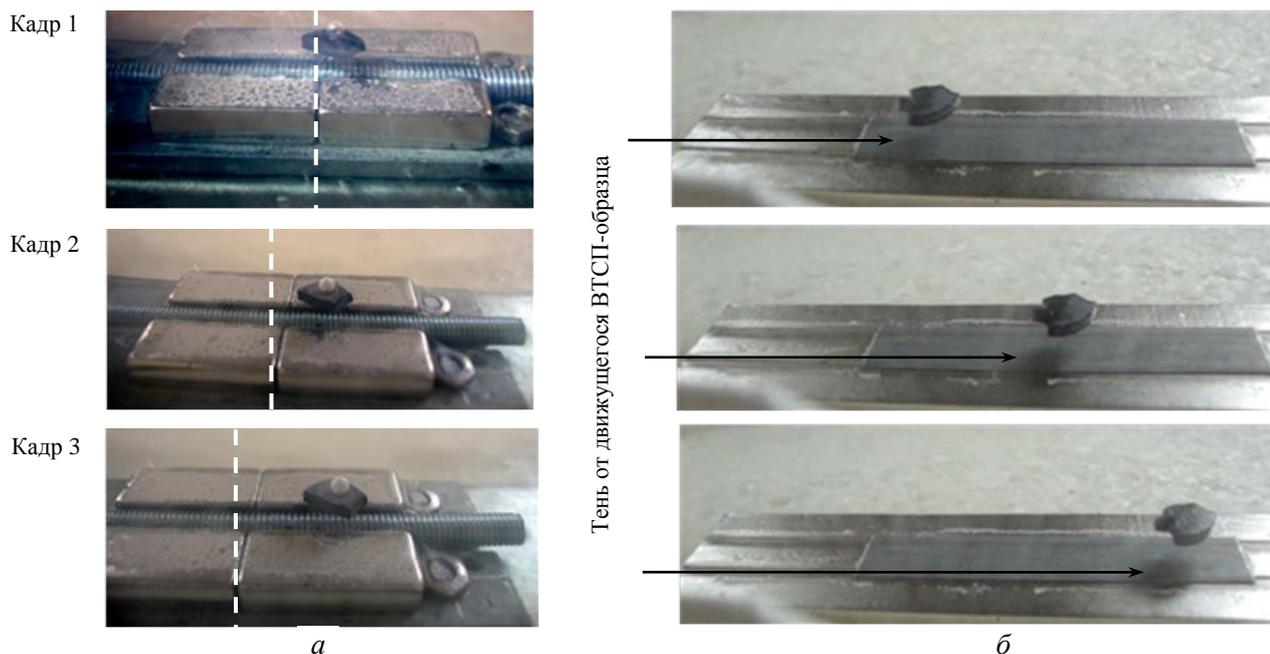


Рис. 8. Простейшие PMG-системы, позволяющие реализовать движение сверхпроводящих ВТСП-образцов: а — PMG-система состоит из четырёх постоянных магнитов с винтовой ферромагнитной вставкой, размещённых на пластине из магнитомягкого железа (кадры 1, 2 и 3 отличаются высотой левитации ВТСП-образцов); б — PMG-система состоит из трёх постоянных магнитов с размещённой сверху пластиной из магнитомягкого железа. Эксперименты проведены при температуре  $T = 80$  К

В наших экспериментах для создания PMG-систем использовались неодимовые магниты без покрытия с аксиальным намагничиванием производства ООО «МИДОРА» (Москва), а также различные вставки из ферромагнитного материала (электротехническая сталь марки Э41). Измерения профиля магнитного поля PMG-систем проводилось с помощью магнитометра, изготовленного в ФИАН на основе датчика Холла типа ДХК-0,5А с чувствительностью 280 мВ/Тл. Диапазон измеряемого поля  $\pm 1$  Тл, погрешность измерений  $\pm 0,005$  Тл, точность положения чувствительного элемента 0,1 мм.

**Экспериментальная установка.** Для исследований в области левитации ВТСП-образцов использовался оптический гелиевый криостат замкнутого цикла, изготовленный в фирме ООО «КриоТрэйд»

(Москва) с применением коммерческих элементов фирмы CryoMech (США). Криостат обеспечивал температуру в зоне исследуемого объекта от 5,3 до 90 К. Измерения температуры осуществлялись с точностью  $\pm 0,1$  К с помощью датчиков температуры фирмы Lake Shore Cryotronics (США). В экспериментах также использовались система вакуумной откачки фирмы Pfeiffer (Германия) и система оптического наблюдения на основе микроскопа фирмы Carl Zeiss с разрешением 10 мкм (рис. 9).

Ряд модельных экспериментов проводился в открытой системе (ванна с жидким азотом), позволявшей охлаждать ВТСП-образцы и PMG-системы в диапазоне  $T = 77\text{—}80$  К.

**Обсуждение полученных результатов.** Эксперименты, проведённые вблизи 80 К и при температуре 18,5—6 К (см. рис. 8, 10), продемонстрировали эффективность взаимодействия пары «ВТСП—PMG» в широком диапазоне температуры, что даёт возможность проведения исследований по движению сабота вблизи 80 К, т.е. в условиях азотной (температура кипения жидкого азота  $T_{\text{Ne}} = 77$  К), а не гелиевой ( $T_{\text{He}} = 4,2$  К) криогеники, что значительно дешевле.

В экспериментах по магнитной левитации (маглев) были реализованы три типа движения ВТСП-образцов: первый тип — позиционирование в заданной области пространства (рис. 11, 12), второй тип — линейное циклическое движение (рис. 13), третий тип — круговое циклическое движение (рис. 14).

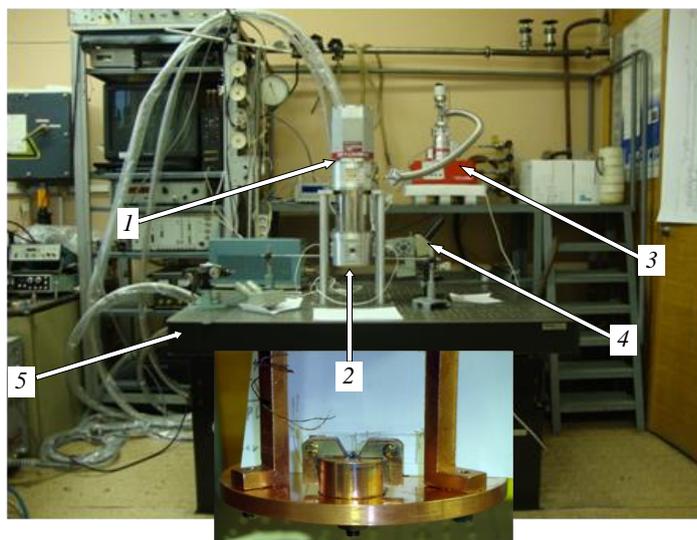


Рис. 9. Установка для исследований в области левитации ВТСП-образцов: 1 — криостат (производство ООО «КриоТрэйд»); 2 — область размещения PMG-системы с ВТСП-образцом (внутри оптической камеры криостата); 3 — система вакуумирования фирмы Pfeiffer, Ltd.; 4 — система оптического наблюдения; 5 — оптический стол

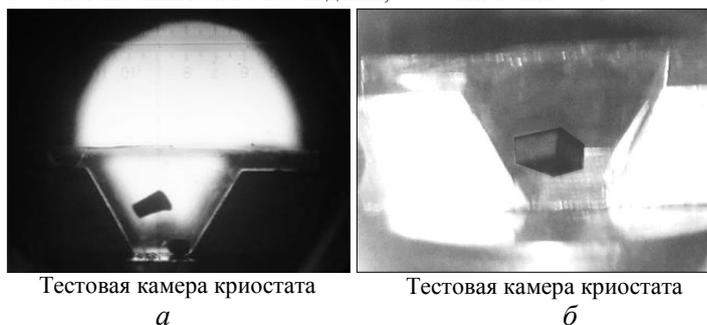


Рис. 10. Поведение системы «ВТСП—PMG» при  $T < 18,5$  К: а — левитация ВТСП-образца над магнитом, эксперименты проведены в диапазоне температуры  $T = 6\text{—}18$  К; б — левитация магнита над ВТСП-образцом, использовались ВТСП-образцы на основе керамики  $^{123}\text{Y}$  (производство ФИАН) и постоянные неодимовые магниты (фирма «Мидора»)

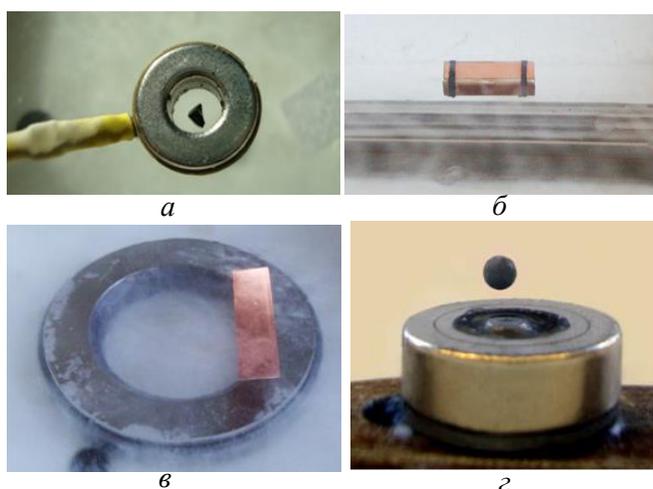


Рис. 11. Позиционирование ВТСП-образцов в магнитном поле различных PMG-систем: а — захват и позиционирование  $^{123}\text{Y}$ -образца в системе PMG-2; б — позиционирование сабота из ВТСП-ленты производства ЗАО «СуперОкс» в системе PMG-3; в — позиционирование ВТСП-ленты производства ЗАО «СуперОкс» в системе PMG-4; г — захват и позиционирование полимерной оболочки с внешним  $^{123}\text{Y}$ -покрытием в системе PMG-1. Эксперименты проведены при  $T = 80$  К

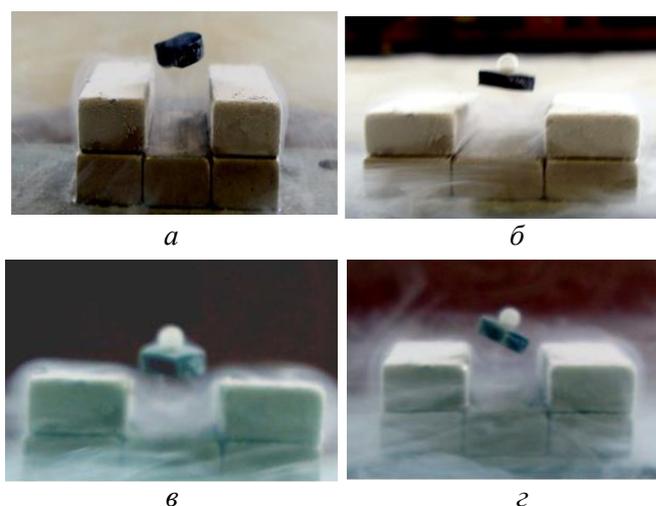


Рис. 12. Использование пиннинг-эффекта для стабилизации положения ВТСП-образцов: а — левитация ВТСП-образца в магнитном поле ( $T = 80$  К); б—г — левитация в магнитном поле ВТСП-образца с помещённой на нём оболочкой из полистирола  $\varnothing 2$  мм. Эксперименты проведены при  $T = 80$  К

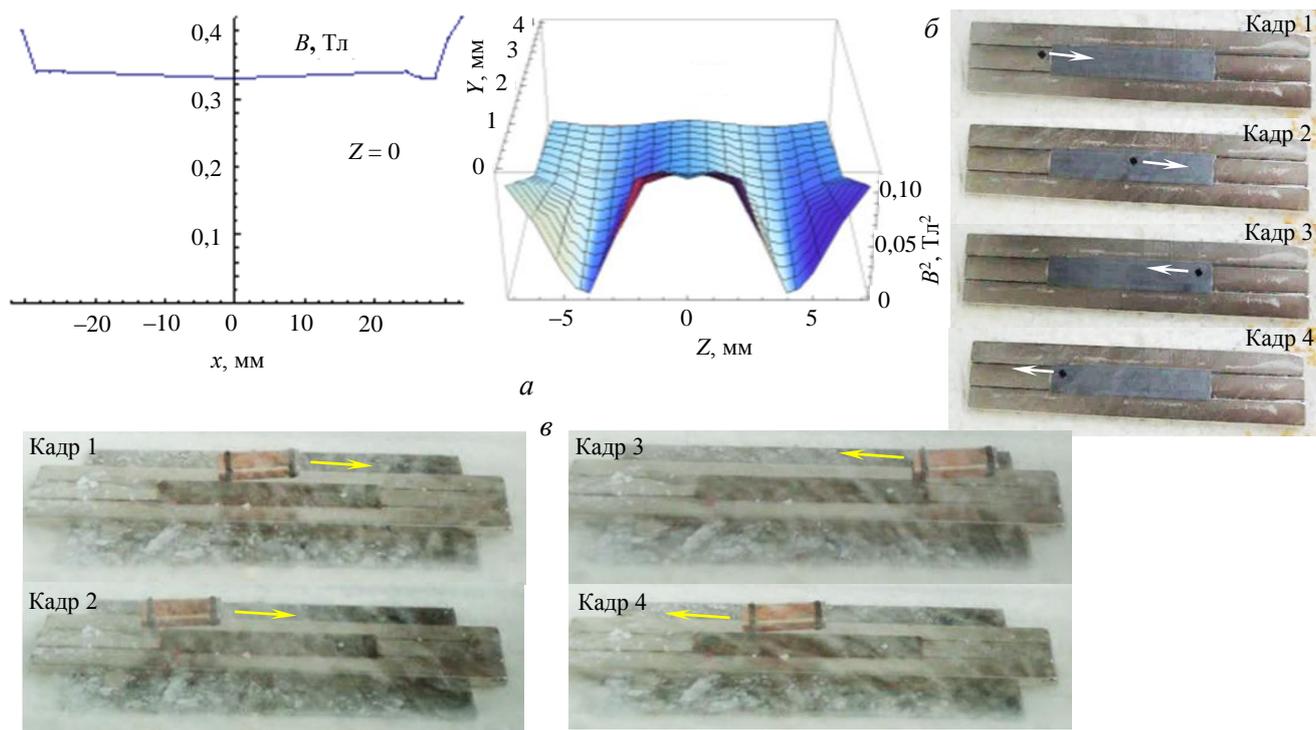


Рис. 13. Реализация циклического линейного движения ВТСП-образцов в магнитном поле системы РМГ-3: *a* — распределение магнитного поля в РМГ-3; *б* —  $^{123}\text{Y}$ -образец, размер  $2 \times 1,5$  мм; *в* — сабот из ВТСП-ленты производства ЗАО «СуперОкс», размер  $20 \times 5 \times 5$  мм. На фотографиях (*б* и *в*) кадры 1—4 сделаны с временным промежутком 0,5 с. Запуск движения осуществлён с помощью гравитационного нагружения. Эксперименты проведены при  $T = 80$  К

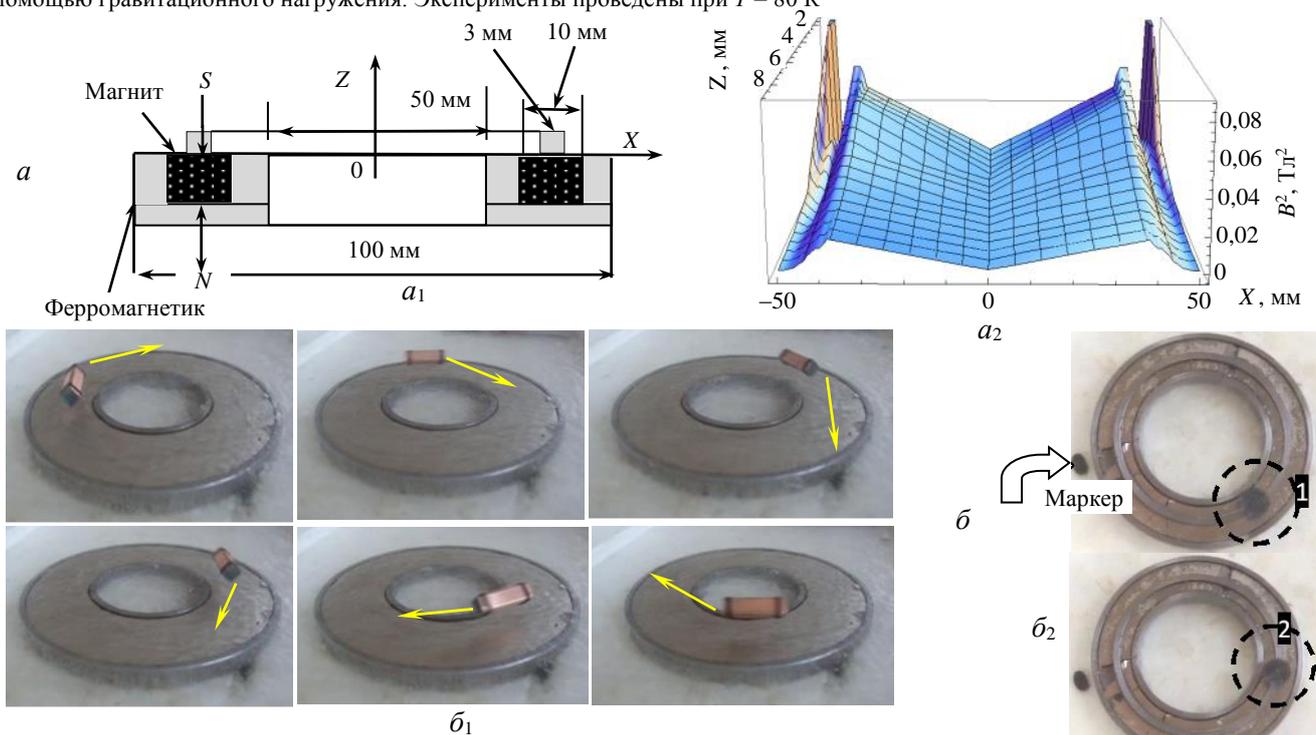


Рис. 14. Реализация движения ВТСП-образцов относительно оси  $Z$  в системе РМГ-4: *a* — конфигурация системы РМГ-4, обеспечивающая устойчивое круговое движение ВТСП-образца относительно оси  $Z$  ( $a_1$ ), и распределение квадрата магнитного поля для РМГ-4 ( $a_2$ ); *б* — покадровая развёртка кругового движения ВТСП-образцов относительно оси  $Z$  в РМГ-4: вращение сабота, выполненного из ВТСП-ленты типа СуперОкс J-PI-12-20Ag-20Cu, скорость вращения 0,5 м/с ( $b_1$ ); вращение  $^{123}\text{Y}$ -образца, скорость вращения 0,1 м/с (маркер используется как точка отсчёта при фиксации положения  $^{123}\text{Y}$ -образца в моменты времени  $t_1, t_2, t_3$ ) ( $b_2$ ), запуск движения осуществлён с помощью одиночного механического удара по торцу образца. Эксперименты проведены при  $T = 80$  К

Реализация устойчивой левитации ВТСП-образцов в заданной области пространства обусловлена определёнными свойствами ВТСП-материалов, относящихся к сверхпроводникам II рода, которые демонстрируют неполный эффект Мейснера с частичным вытеснением поля. Поле выталкивается полностью лишь тогда, когда внешнее магнитное поле не превосходит нижнего критического значения, которое, например, для сверхпроводящей керамики составляет 3 мТл. При больших полях магнитный поток начинает проникать внутрь образца, который, однако, продолжает сохранять сверхпроводящие свойства, пока поле не достигнет верхнего критического значения. Таким образом, при повышении напряжённости магнитного поля сверхпроводник II рода «находит возможность» впустить поле внутрь, как бы «вморозить» его (пиннинг-эффект), одновременно сохраняя сверхпроводимость, т.е. в ВТСП-образцах осуществлялись захват магнитного потока и стабилизация их положения, причём достигаемый эффект не зависит от исходного положения образца (см. рис. 12).

Основные выводы, которые можно сделать на данном этапе исследований, следующие:

— стабильная левитация ВТСП-образцов наблюдается при реализации всех видов движения (подвес сверхпроводника в заданной точке пространства, циклические перемещения сверхпроводника — линейное и круговое). Это полностью соответствует требованиям по созданию системы бесконтактного позиционирования и транспорта КТМ в фокус мощной лазерной установки или реактора ИТС;

— при создании системы доставки типа «маглев» ВТСП-материалы могут быть использованы как в дизайне покрытия КТМ, так и в дизайне сабота как носителя КТМ;

— подчеркнём, что требуемая сила левитации может быть достигнута при сравнительно простой конфигурации РМГ-системы, что значительно упрощает любые конструкторские разработки;

— возможно построение ускорителя КТМ в том виде, когда направляющая трубка электромагнитного инжектора, изготовленная из ВТСП, стационарная, а намагниченное тело (КТМ + покрытие или КТМ + сабот) движется вдоль направляющей инжектора.

Важное замечание следует сделать относительно влияния микроструктуры сверхпроводника на оптимизацию проводимых исследований. Обычные ВТСП-материалы, получаемые методом твёрдофазного синтеза, представляют собой керамику, в которой микроскопические кристаллиты ВТСП-фазы разориентированы в пространстве друг относительно друга и слабо связаны между собой (так называемое «сверхпроводящее стекло»). Возможности левитационных свойств таких материалов могут быть ограничены. Одним из возможных путей получения ВТСП с заданной микроструктурой — кристаллизация расплава, так как в нём скорость диффузии компонентов гораздо выше, чем в твёрдом теле. Кроме того, из-за относительно малой вязкости расплава возможна «подстройка» формирующихся анизотропных кристаллитов друг относительно друга, как совпадающих частей мозаики. Так, например, сложная микроструктура ВТСП-образцов наблюдалась в работе [23], где было обнаружено много интересных и совсем не случайных особенностей, связанных с макро-, мезо- и микро-уровнями структурирования материала. Это создаёт предпосылки для формирования оптимальной микроструктуры ВТСП-материала именно для учёта специфики конкретной поставленной задачи, в нашем случае — построения устройства доставки типа «маглев» для непрерывного обеспечения криогенным водородным топливом экспериментов по программе ИТС.

**Резюме.** В ФИАН начато изучение перспектив применения явления квантовой левитации ВТСП как метода бесконтактного позиционирования и транспорта КТМ при их доставке в фокус мощных лазерных установок или реактора ИТС. На данном этапе исследований в качестве ВТСП использовалась сверхпроводящая керамика на основе  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  с температурой сверхпроводящего перехода  $T_c = 91\text{—}93$  К, а также ВТСП-ленты типа СуперОкс J-PI-12-20Ag-20Cu, изготовленные на основе сверхпроводящей эпитаксиальной плёнки  $GaBa_2Cu_3O_{7-x}$  с температурой сверхпроводящего перехода  $T_c \sim 92$  К.

В работе продемонстрирована возможность не только осуществить стабильную левитацию различных ВТСП-образцов, но и возможность их линейного и циклического движения. Полученные результаты будут использованы в программе ФИАН по разработке системы бесконтактной доставки КТМ с использованием линейного или циклического ускорителя.

Финансовая поддержка работы осуществлялась в рамках контракта РФФИ № 15-02-02497, а также в рамках государственного контракта по организации научной деятельности.

## ДИАГНОСТИКА ON-LINE КТМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ МЕТОДОВ РАСПОЗНАВАНИЯ ОБРАЗОВ

В данном разделе мы обсудим один из перспективных вариантов, позволяющих осуществить сверхбыструю частотную диагностику качества и траектории движения КТМ. Поскольку доставка КТМ в реакторную камеру должна осуществляться с частотой  $\sim 10$  штук/с, то метод диагностики должен обеспечивать высокую повторяемость процесса контроля качества, осуществление данного процесса во время полёта КТМ, инжектированной в камеру реактора ИТС. Предварительные исследования, проведённые в работе [24], показали, что метод когерентной оптики, основанный на фурье-голографии, может с успехом применяться для контроля параметров инжектированной КТМ.

**Физические основы метода.** Голографические методы распознавания образов основаны на использовании фурье-голограмм. Фурье-голограммой называется голограмма, получающаяся в задней фокальной плоскости линзы в результате интерференции света от двух источников, расположенных в передней фокальной плоскости [25, 26].

Рассмотрим схему, показанную на рис. 15, *а*. Когерентный световой пучок падает слева на объект и маленькую линзу, которая формирует точечный опорный источник. Они расположены в фокальной плоскости линзы  $L_1$ . Данную плоскость называют входной или пространственной плоскостью. Задняя фокальная плоскость линзы  $L_1$  называется частотной.

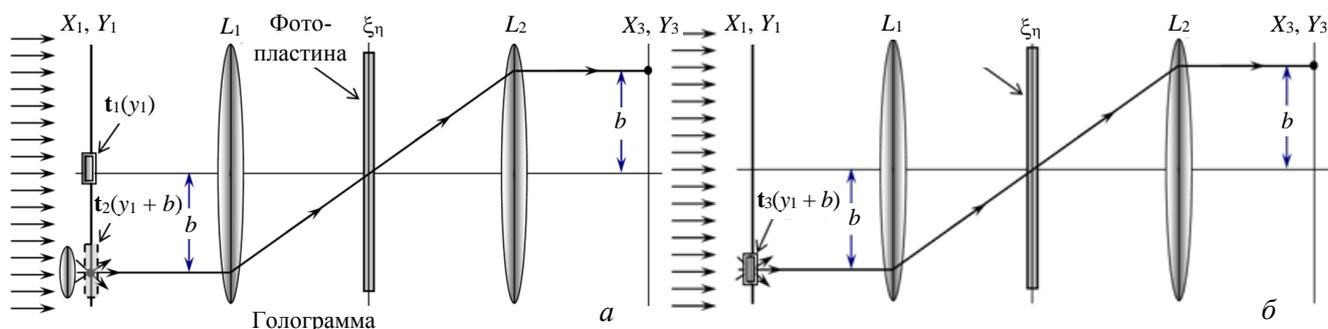


Рис. 15. Оптическая схема Фурье-голографии: *а* — принципиальная схема создания голографического фильтра; *б* — принципиальная схема сравнения исследуемого и эталонного объектов:  $X_1, Y_1$  — входная плоскость;  $\xi_n$  — частотная плоскость;  $X_3, Y_3$  — выходная плоскость;  $L_1, L_2$  — линзы;  $t_1(y_1)$  — эталонный объект;  $t_3(y_1 + b)$  — исследуемый объект

Вторая линза  $L_2$  осуществляет обратное преобразование, её задняя фокальная плоскость называется выходной. Если в частотной плоскости ничего нет, то данная оптическая схема даёт в выходной плоскости перевернутое изображение объекта и опорного источника.

Теперь предположим, что у нас имеется некий объект, с которым мы хотим сравнивать другие объекты. Расположим его во входной плоскости, в частотной плоскости поместим среду для регистрации голограммы, например, фотопластинку. Первая линза создаст в частотной плоскости фурье-образ пропускания объекта. Опорный источник даст там плоскую волну с линейно меняющейся вдоль оси  $Y$  фазой, что очевидно из геометрии схемы на рис. 15, *а*. На голограмме будет зарегистрирован результат интерференции фурье-образа пропускания объекта с плоской опорной волной.

Посмотрим теперь, что будет, если мы после регистрации соответствующим образом проявим голограмму и поместим её обратно в частотную плоскость (рис. 15, *б*). Голограмму объекта создают две волны — предметная и опорная. Хорошо известно, что эти две волны в принципе ничем не отличаются. Значит, если мы уберём объект и оставим только опорный источник, то в выходной плоскости при наличии голограммы в частотной плоскости сформируется изображение объекта. Аналогично, если убрать опорный источник, а оставить объект, в выходной плоскости мы получим изображение опорного источника — именно там, где оно появилось бы и без голограммы в частотной плоскости. Поскольку опорный источник у нас точечный, то распределение интенсивности в его изображении — это острый пик. Далее будет показано, что наблюдаемый пик является автокорреляционной функцией пропускания объекта.

Сделаем теперь последний принципиальный шаг. Оставив полученную описанным способом голограмму идеального объекта в частотной плоскости и убрав опорный источник, поместим во входной плоскости другой объект. Тогда в выходной плоскости, в том месте, где у нас должно быть изображение

опорного источника, мы получим сигнал, пропорциональный корреляции функции пропускания двух объектов (везде далее функцию пропускания будем называть просто «пропускание»). Этот сигнал будет тем больше, чем более похожи два объекта (но всегда меньше автокорреляционного пика).

Таким образом, простая оптическая схема, показанная на рис. 15, б, способна производить сравнение двух объектов. Мерой сравнения является функция корреляции двух пропусканий. Такая схема называется коррелятором с частотной плоскостью [26].

Данная схема осуществляет пространственную фильтрацию изображения, причём фильтром служит голограмма. Полученный описанным способом голографический фильтр называется согласованным. Следует подчеркнуть, что такой фильтр может быть изготовлен не только описанным способом, но и прямым компьютерным синтезом. В этом случае нам уже не нужен реальный эталонный объект.

В частотной плоскости происходит перемножение фурье-образов пропусканий двух объектов — объекта на входе и объекта, записанного на голограмме. Если мы наложим на голографический фильтр ещё один фильтр (обычный, с действительным пропусканием), например, ослабляющий высшие или низшие пространственные частоты, то появляется интересная возможность вести сравнение двух объектов в заранее заданной полосе пространственных частот. Эта возможность представляется чрезвычайно интересной именно для задач диагностики качества КТМ. Можно аппаратно оценивать вклад отдельных пространственных частот, например, мелкомасштабных неоднородностей (высшие пространственные частоты) или глобальных искажений формы (низшие частоты), причём отдельно. Заканчивая обсуждение физического аспекта проблемы, следует рассмотреть ещё два момента:

— во-первых, схема на рис. 15 показана для иллюстрации проблемы и удобства анализа. В принципе, о ней можно забыть. Единственное требование при получении фурье-голограмм — объект и опорный источник должны быть в одной плоскости, а опознаваемый объект должен находиться там же, где и эталонный при получении согласованного фильтра. Относительное расположение объекта, линз и голограммы может быть практически произвольным, более того, линзы можно просто выкинуть. Во всех этих случаях мы получим эквивалентные схемы. Подробный анализ эквивалентности таких схем проведён, например, в [25]. Этот факт означает, что реальная экспериментальная оптическая схема может проектироваться из соображений удобства конкретного физического эксперимента и с учётом геометрии реальной установки;

— во-вторых, в фурье-голографии предполагается, что объект является плоским транспарантом. Только в этом случае возможно точное фурье-преобразование и, соответственно, точное восстановление объекта по его голограмме. Однако лазерные мишени обладают пространственной протяжённостью. Тем не менее нам кажется, что это обстоятельство не является принципиальным препятствием для предложенного метода. В поддержку этого утверждения можно привести несколько аргументов.

Протяжённость мишени вдоль оптической оси может быть гораздо меньше, чем фокусное расстояние первой линзы. Это легко осуществить практически, так как характерный размер мишени — несколько миллиметров. Следовательно, в первом приближении можно считать объект плоским.

В рассматриваемом методе нас не интересует точное восстановление объекта по его голограмме. Задача заключается в сравнении волновых фронтов, образуемых тестируемым и эталонным объектом, говоря точнее, в сравнении аксиальной симметрии и пространственных спектров двух этих фронтов. Трёхмерность объекта может здесь рассматриваться как дополнительная помеха, которую возможно скомпенсировать введением в оптическую схему дополнительных фильтров и оптических элементов.

**Математические основы метода.** Обратимся снова к рис. 15. Обозначим комплексное пропускание нашего объекта во входной плоскости как  $t_1(y_1)$ , опорный источник будем рассматривать как второй транспарант с комплексным пропусканием  $t_2(y_1 + b)$ . Очевидно, что в случае точечного источника это будет дельта-функция  $\delta(y_1 + b)$  — здесь это пространственный аналог импульса. Для упрощения последующих выражений мы без ограничения общности можем считать, что все переменные зависят от одной координаты.

Введём обозначения: звёздочка над именем переменной означает комплексное сопряжение,  $F$  и  $F^{-1}$  — прямое и обратное фурье-преобразование,  $i$  обозначает мнимую единицу.

Если входная плоскость освещается плоской волной единичной амплитуды, то прошедший свет будет иметь в этой плоскости комплексную амплитуду

$$\mathbf{t}_1(y_1) + \mathbf{t}_2(y_1 + b). \quad (11)$$

В частотной плоскости  $\xi\eta$  комплексная амплитуда будет равна

$$\mathbf{T}_1(\eta) + \mathbf{T}_2(\eta)\exp(-2\pi i\eta b), \quad (12)$$

где  $\mathbf{T}_1(\eta)$  и  $\mathbf{T}_2(\eta)$  — фурье-образы пропусканий  $\mathbf{t}_1(y_1)$  и  $\mathbf{t}_2(y_1)$  соответственно. В (12) использована операция сдвига фурье-образа. Если мы линейным образом зарегистрируем интенсивность световой волны в частотной плоскости  $\xi\eta$ , то регистрирующая среда после проявления будет иметь пропускание  $t_H$ , пропорциональное данной интенсивности:

$$t_H \sim \mathbf{T}_1\mathbf{T}^* + \mathbf{T}_1\mathbf{T}_2^* \exp(+\pi i\eta b) + \mathbf{T}^*\mathbf{T};$$

$$t_H \sim \mathbf{T}_1^*\mathbf{T}_1 + \mathbf{T}_2\mathbf{T}_2^* + \mathbf{T}_1\mathbf{T}_2^* \exp(+2\pi i\eta b) + \mathbf{T}_1^*\mathbf{T}_2 \exp(-2\pi i\eta b). \quad (13)$$

Давайте теперь осветим полученную голограмму с пропусканием  $t_H$  световой волной с комплексной амплитудой  $\mathbf{T}_3(\eta)$ . Тогда комплексная амплитуда волны, прошедшей через голограмму, будет равна  $\mathbf{T}_3 t_H$ . Особый интерес для нас представляет последний член в выражении для  $t_H$ , поскольку именно он даёт изображение транспаранта  $\mathbf{t}_2(y_1 + b)$ . Комплексная амплитуда волны, соответствующей этому члену, в плоскости  $\xi\eta$  пропорциональна

$$\mathbf{T}_3\mathbf{T}_1\mathbf{T}_2\exp(-2\pi i\eta b). \quad (14)$$

Обусловленная этим членом комплексная амплитуда  $\mathbf{a}(y_3)$  в выходной плоскости пропорциональна его обратному фурье-образу

$$\mathbf{a}(y_3) \sim F^{-1}[\mathbf{T}_3\mathbf{T}_1\mathbf{T}_2\exp(-2\pi i\eta b)] \quad (15)$$

Если мы теперь вспомним, что фурье-образ кросс-корреляции двух функций есть произведение комплексно сопряжённого фурье-образа одной функции и фурье-образа другой, то произведение  $\mathbf{T}_3\mathbf{T}_1^*$  можно записать в виде

$$\mathbf{T}_3\mathbf{T}_1^* = F[\mathbf{t}_3^*(y_3)\mathbf{t}_1(y_3)]. \quad (16)$$

Тогда  $\mathbf{a}(y_3)$  принимает вид

$$\mathbf{a}(y_3) \sim F^{-1}\{F[\mathbf{t}_3^*(y_3)\mathbf{t}_1(y_3)]\mathbf{T}_2\exp(-2\pi i\eta b)\}. \quad (17)$$

Поскольку  $\mathbf{T}_2\exp(-2\pi i\eta b)$  представляет собой  $F[\mathbf{t}_2(y_3 + b)]$ , получаем, используя теорему о свёртке:

$$\mathbf{a}(y_3) \sim F^{-1}\{F[\mathbf{t}_3^*(y_3)\mathbf{t}_1(y_3)]\mathbf{T}_2\exp(-2\pi i\eta b)\} \sim [\mathbf{t}_3^*(y_3)\mathbf{t}_1(y_3)]\mathbf{t}_2(y_3 + b). \quad (18)$$

Из выражения (18) мы непосредственно видим, что комплексная амплитуда в выходной плоскости представляет собой свертку функции пропускания  $\mathbf{t}_2(y_3 + b)$  одного объекта (опорного) с корреляцией пропускания  $\mathbf{t}_3(y_3)$  исследуемого объекта и пропускания  $\mathbf{t}_1(y_3)$  эталонного объекта, зафиксированного на голограмме. Если  $\mathbf{t}_2(y_3 + b) = \delta(y_1 + b)$ , что означает использование точечного источника в качестве опорного, то на выходе мы будем иметь сигнал, пропорциональный корреляции двух пропусканий (это прямо следует из свойств свёртки). Мы также можем видеть, что корреляционный пик будет наблюдаться в том месте выходной плоскости, где должно быть изображение опорного источника в отсутствие фильтра в частотной плоскости.

Таким образом, проведённый простой математический анализ оптической схемы [24—26] недвусмысленно указывает на возможность сравнения двух объектов. Кроме того, выписанные простые формулы могут непосредственно применяться для численных модельных расчётов, что нами и было использовано.

**Реализация модели.** Для проверки чувствительности предложенной схемы к искажениям мишени была разработана её численная модель. На вход модели поступают теневые изображения мишеней, рассматриваемые как амплитудные транспаранты. Алгоритм модели основан на соотношениях, приведённых в предыдущем разделе. Кроме того, в модели предусмотрены и дополнительные функции. Перечислим основные возможности модели:

1. Получение и визуализация кросс-корреляционной матрицы для двух входных изображений (авто-корреляционной, когда эти изображения одинаковы);
2. Измерение и вывод амплитуды корреляционного пика. Амплитуда может измеряться как в одной точке (максимуме), так и усредняться в круге заданного радиуса;

3. Моделирование получения изображения объекта из его фурье-голограммы с помощью точечного опорного источника. Размер и положение источника могут задаваться произвольно;
4. Пространственная фильтрация изображений с помощью фильтров низких и высоких частот, а также режекторного фильтра, т.е. фильтра, не пропускающего колебания некоторой определённой полосы частот и пропускающего колебания с частотами, выходящими за пределы этой полосы. Границы фильтров в частотной области могут задаваться произвольно;
5. Измерение корреляции двух изображений в сочетании с применением пространственных фильтров, причём независимо для каждого из двух изображений;
6. Возможность моделирования голографических систем распознавания образов;
7. Визуализация спектра мощности фурье-образа изображения вдоль любой линии сканирования, проходящей через нулевую моду.

Практически модель воплощена в виде законченной компьютерной программы Hologram, которая работает в среде Windows. Для осуществления быстрого двумерного фурье-преобразования в ней использована библиотека FFTW [27]. Компьютерные эксперименты, проведённые с использованием программы Hologram, продемонстрировали возможность с помощью фурье-голографии контролировать качество как одиночной КТМ, так и массива КТМ (рис. 16, *а*, *б* и рис. 17), а также диагностировать отклонение формы КТМ в высоких, средних и низких гармониках (рис. 18).

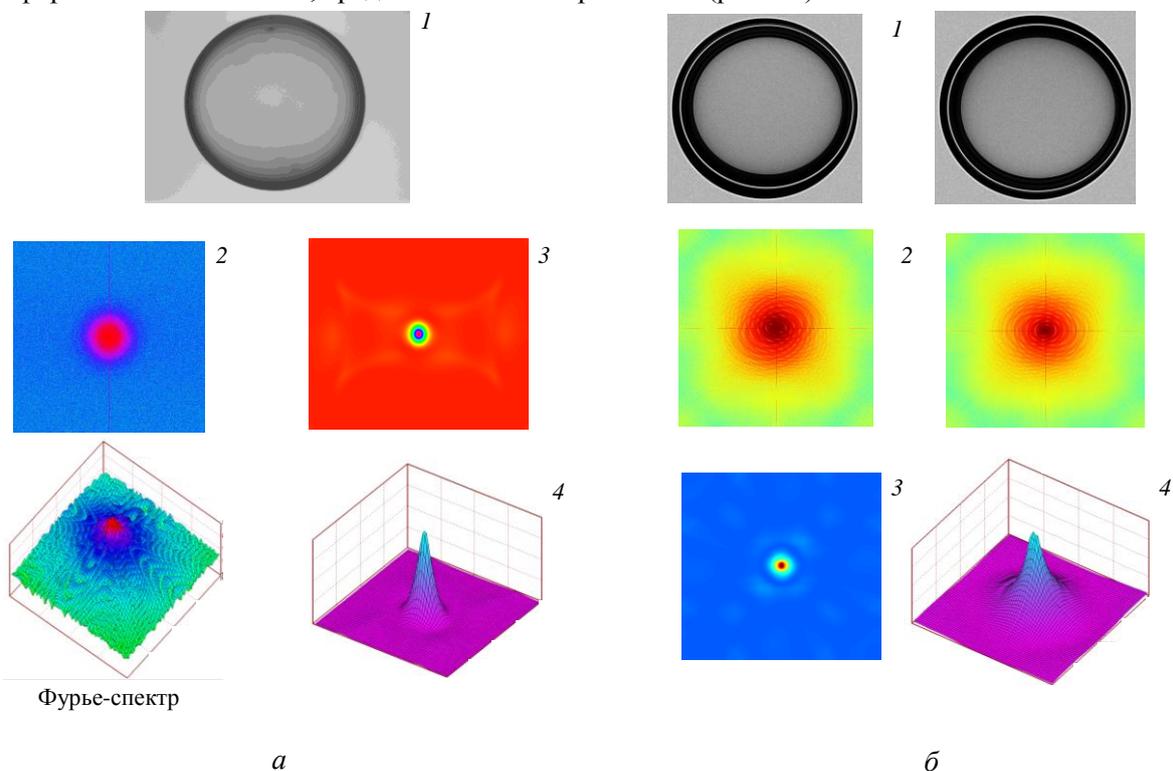


Рис. 16. Два примера работы программы Hologram: *а* — теневое изображение реальной однослойной оболочки (1), фурье-спектр этого изображения (2) и автокорреляционная матрица, представленная в условных цветах (3) и в виде трёхмерного графика (4); *б* — смоделированные изображения двух немного отличающихся по параметрам двухслойных оболочек (1), соответствующие фурье-спектры этих оболочек (2), а также кросскорреляционная матрица изображений, представленная в условных цветах (3) и в виде трёхмерного графика (4). Моделирование изображений осуществлялось с помощью специализированного программного обеспечения Shell Optics Model, разработанного в ФИАН [28]. Расчёт произведён по  $120 \cdot 10^6$  лучей

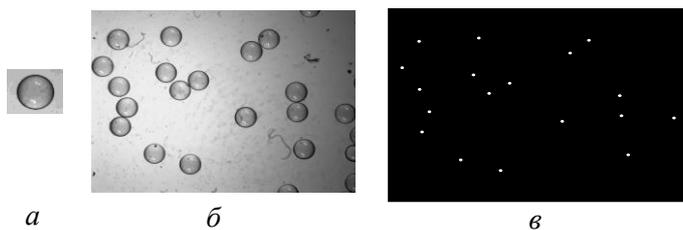


Рис. 17. Распознавание массива оболочек с помощью программы Hologram: *а* — однослойная оболочка как эталонное изображение; *б* — изображение исследуемого массива однослойных оболочек; *в* — кросскорреляционная матрица, корреляционные пики соответствуют расположению оболочек на изображении *б*

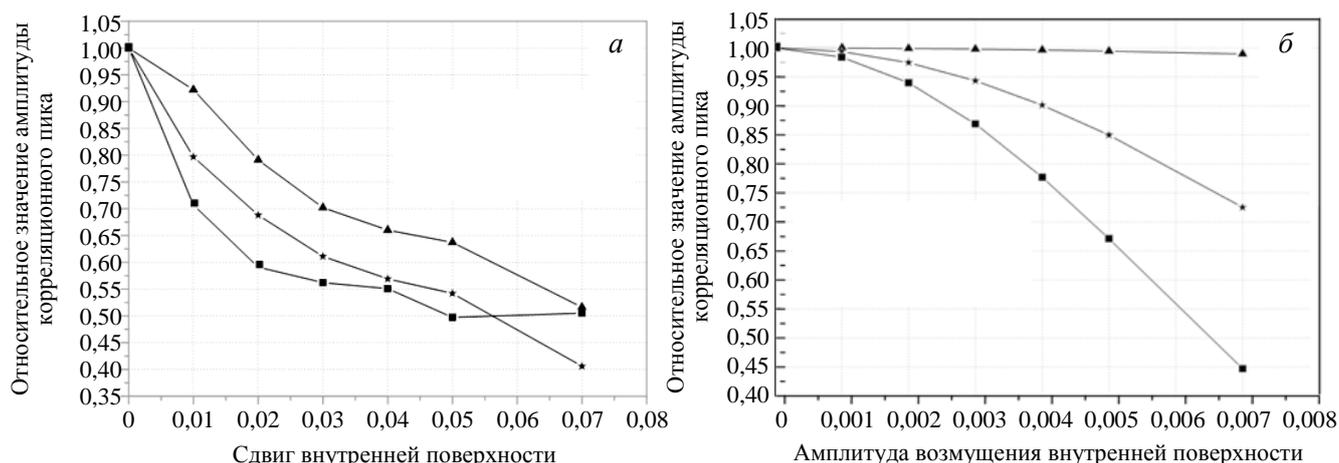


Рис. 18. Исследование чувствительности голографической схемы к различным уровням шума с помощью программы Hologram: *а* — распознавание возмущений в низких модах (разнотолщинность слоя), относительное значение амплитуды корреляционного пика, — сдвиг внутренней поверхности криогенной мишени (нормализовано к значению внешнего радиуса КТМ): ▲ — гауссовский шум RMS = 2%; ★ — спекл-шум RMS = 20%; ■ — гауссовский шум RMS = 20%; *б* — распознавание возмущений в высоких модах (шероховатость слоя), относительное значение амплитуды корреляционного пика, — амплитуда возмущений внутренней поверхности КТМ при трёх различных режимах пространственной фильтрации (нормализовано к значению внешнего радиуса КТМ): исключены моды 0 и 1 (▲); исключены моды от 0 до 30 (★); исключены моды от 0 до 60 (■)

**Обсуждение полученных результатов.** С помощью программы Hologram было проведено изучение чувствительности схемы, показанной на рис. 15, к искажениям формы КТМ: глобальных, таких, как сдвиг внутренней поверхности относительно центра (см. рис. 18, *а*), — они соответствуют низким и средним пространственным частотам; мелкомасштабных, таких, как шероховатость внутренней поверхности (рис. 18, *б*), — высшие пространственные частоты. Как было показано в [24], искажения формы внутренней поверхности криогенного слоя приводят к сдвигу или искажению формы яркого кольца. Для использования в качестве входных данных программы Hologram было изготовлено несколько наборов изображений криогенной топливной мишени (толщина внешней оболочки составляла 0,07, криогенного топливного слоя — 0,12 долей от внешнего радиуса мишени). Размер этих изображений был 1010×1010 пикселей. Тестовые изображения были изготовлены путём подбора радиального распределения интенсивности, наиболее близкого к реальному, а также с учётом данных оптического моделирования [28].

Рассмотрим сначала, как влияет сдвиг центра внутренней поверхности криогенного слоя на величину корреляционного пика (см. рис. 18, *а*). На этом рисунке амплитуды отнормированы на амплитуду автокорреляционного пика неискажённого изображения. Кроме того, две первые пространственно-частотные моды были удалены. Напомним, что нулевая фурье-мода просто пропорциональна средней освещённости. Мы можем видеть, что чувствительность схемы к таким искажениям высока и составляет приблизительно 7% на 1% относительного сдвига. Фактически определённый таким образом сдвиг есть разнотолщинность, выраженная в процентах. На рис. 18, *а* видно, что кривые, полученные при большом уровне шума, смещены вниз. Это не отражает какого-либо физического явления, а связано лишь с не совсем корректной нормировкой данных в условиях сильных шумов. Две эти кривые приведены здесь, чтобы показать, что даже при очень сильных шумах тенденция уменьшения амплитуды корреляционного пика с увеличением асимметрии мишени хорошо проявляется. Следует отметить, что шум с вариацией 20% — это очень большой шум и его даже трудно получить практически, за исключением спеклов.

Другой набор входных данных содержал изображения, соответствующие, в целом, симметричной криогенной мишени. Внутренняя поверхность этой мишени, однако, была искажена синусоидальной волной (сотая мода на длине окружности внутренней поверхности). На рис. 18, *б* показаны полученные результаты. Видно, что если измерять интенсивность корреляционного пика в тех же условиях, что и ранее, то чувствительность будет низкой. Очевидно, что если мы ищем высокочастотные искажения, то низшие пространственные моды нам будут только мешать. Действительно, применение высокочастотного пространственного фильтра позволяет получить гораздо лучший результат.

Результаты, полученные при различных уровнях шумов, даны в табл. 2, где показана относительная чувствительность, выраженная в процентах на 0,001 амплитуды искажений, т.е. 1% означает, что амплитуда корреляционного пика меняется на 1% при изменении амплитуды искажений на 0,001  $R_{out}$ .

Т а б л и ц а 2. Амплитуда отклонения формы КТМ от идеальной при различном уровне шумов

Уровень шума	Моды >1	Моды >30	Моды >60
Гауссовский шум — 2%	0,17	4,5	9,1
Спекл-шум — 20%	0,18	4,5	9,4
Гауссовский шум — 20%	*	3,6	7,1

\*Невозможно надёжно измерить, слишком большой разброс данных.

Представленные результаты показывают, что схема, использующая фурье-голографию, обладает хорошей чувствительностью к искажениям мишени как в высоких, так и низких гармониках (см. рис. 18, а, б). Причём данная схема позволяет осуществлять контроль качества не только одиночной мишени (см. рис. 16, а, б), но и массива мишеней (см. рис. 17, а—в).

**Измерение скорости и траектории движения**

**КТМ.** Когда КТМ инжектируется в камеру реактора, необходимо контролировать два наиболее важных параметра: скорость КТМ и её траекторию в камере. В этом случае выгодно использовать стратегию, при которой все измерения делаются одновременно. В этом разделе мы рассмотрим решение данной проблемы. Для определённости мы будем считать скорость КТМ равной 200—400 м/с, что характерно для коммерческой электростанции. На рис. 19 показана схема, основанная на дальнейшем развитии предложенной идеи.

Пусть КТМ движется сверху вниз во входной плоскости (см. рис. 19, слева) и проходит расстояние  $S_{in}$  от положения I до положения II за время  $t$ . Диафрагма с двумя отверстиями расположена между источником света и плоскостью КТМ. Диаметр каждого отверстия несколько больше, чем диаметр КТМ, расстояние между их центрами  $S_{in}$ . На рисунке показан один источник света, однако возможно и использование двух источников — по одному на каждое положение КТМ. В выходной плоскости корреляционный максимум движется в направлении, противоположном направлению движения КТМ, т.е. снизу вверх. Если конфигурация КТМ близка к эталонной (а именно такой случай и представляет для нас интерес), то корреляционный пик будет достаточно интенсивным и узким. В выходной плоскости оптической схемы (это плоскость детекторов) располагаются два фотодиода  $D_1$  и  $D_2$  на расстоянии  $S_{out}$  друг от друга, а также две быстрые ПЗС-линейки  $LA_1$  и  $LA_2$ . ПЗС-линейки расположены недалеко от фотодиодов в плоскости, перпендикулярной оптической оси, и вдоль линии перпендикулярной траектории КТМ (рис. 20). Расстояние  $S_{out}$  выбрано так, чтобы во время движения КТМ от положения I к положению II корреляционный пик переме-

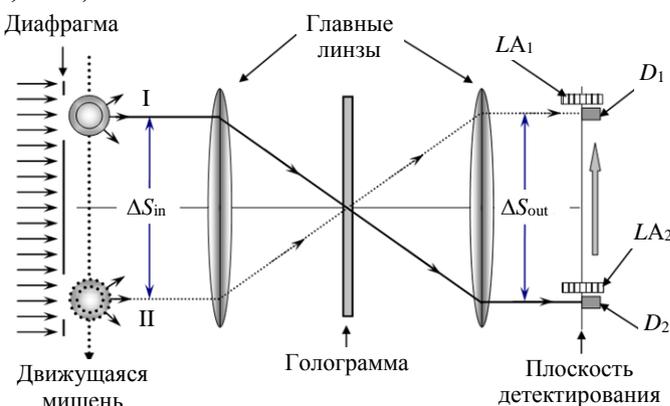


Рис. 19. Схема, позволяющая одновременно определять качество, скорость и траекторию движущейся мишени

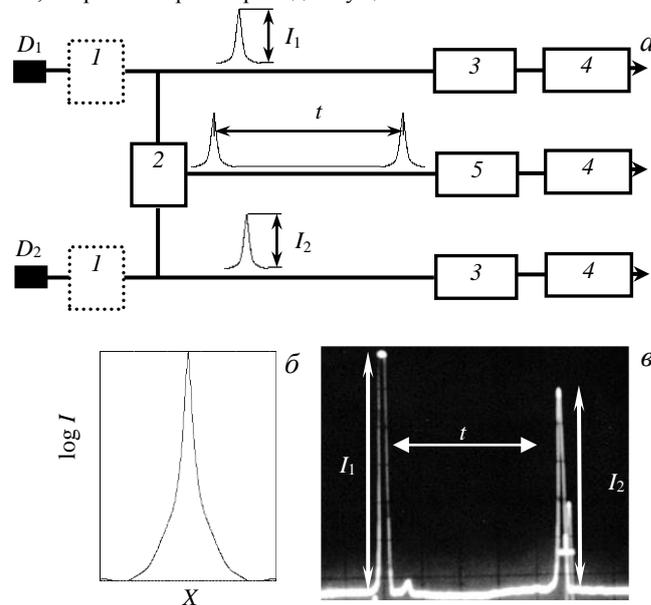


Рис. 20. Диаграмма электронного блока, предназначенного для диагностики качества и скорости мишени:  $D_1$  и  $D_2$  — фотодетекторы; 1 — усилитель; 2 — аналоговый сумматор; 3 — аналого-цифровой преобразователь (АЦП); 4 — цифровой компаратор для входных и эталонных данных; 5 — время-цифровой преобразователь (ВЦП) (а); профиль расчётного корреляционного пика (б); осциллограммы сигналов, полученных при экспериментальном моделировании работы электронной схемы (в)

шался от  $D_1$  к  $D_2$ . Ясно, что расстояние  $S_{\text{оит}}$  всегда может быть определено для конкретной оптической схемы. Временная задержка  $t$ , измеренная между максимумами сигналов первого и второго детекторов, однозначно определяет скорость КТМ  $V = S_{\text{ин}}/t$ . Здесь мы предполагаем, что КТМ движется равномерно. В случае, если это не так и КТМ движется с ускорением, то схема измерения становится несколько сложнее (она должна в этом случае включать три или более детекторов), а алгоритм расчёта скорости КТМ соответствующим образом изменяется. Однако это не является принципиальным, и мы здесь не будем рассматривать такие варианты.

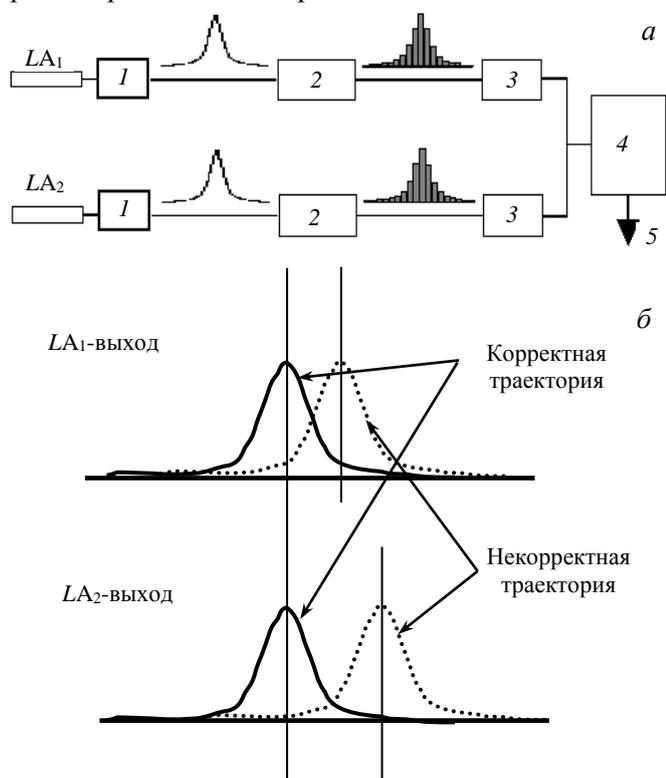


Рис. 21. Определение траектории мишени: *a* — блок-схема электронного оборудования для определения траектории мишени:  $LA_1$  и  $LA_2$  — линейки ПЗС; 1 — усилитель; 2 — аналого-цифровой преобразователь (АЦП); 3 — буферная память; 4 — процессор; 5 — выходной сигнал; *б* — схема, с помощью которой может быть определён вектор скорости мишени

равно 16 мс). Компьютерные эксперименты, проведённые в ФИАН, показали, что данный подход позволяет одновременно измерять качество криогенного слоя и отслеживать динамику его изменений, а также диагностировать скорость и траекторию движущейся КТМ в процессе её полёта в камере реактора ИТС.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ФИАН предложена оригинальная концепция фабрики криогенных мишеней (ФКМ-ФИАН) для непрерывного формирования криогенных топливных мишеней (КТМ) и их инжекционной доставки в камеру реактора ИТС с требуемой частотой. Концепция имеет следующие отличительные особенности: использование FST-технологий для поточного производства КТМ; использование квантовой левитации ВТСП в магнитном поле с целью построения систем доставки типа «маглев» для бесконтактного манипулирования, позиционирования и транспорта КТМ; использование фурье-голографии в системе диагностики on-line движущихся КТМ. В данной работе представлены результаты большого цикла экспериментальных и теоретических исследований, продемонстрировавших, что в России создана уникальная научная, инженерная и технологическая база для построения опытной установки в концепции ФКМ-ФИАН.

Напомним, что для эффективной работы энергетической станции с использованием термоядерных реакций синтеза в системах ИТС (инерциального драйвера) необходимо, чтобы зона термоядерного горения пополнялась топливом с частотой  $\nu \sim 10$  Гц (по некоторым источникам частота генерации

Показанная на рис. 20 схема иллюстрирует возможное техническое решение для одновременного определения скоростей КТМ и отбора их по качеству. Видно, что скорость КТМ может быть определена сразу же, как только она пройдёт точку II. Пусть расстояние между точками II и I равно 3 см. Следовательно, КТМ необходимо примерно  $10^{-4}$  с, чтобы преодолеть это расстояние. Такой временной отрезок может быть легко измерен с высокой точностью. Например, если частота задающего генератора будет  $10^9$  Гц, то точность измерения составит  $10^{-3}\%$ . Возможная схема блока электроники для анализа траектории КТМ и выработки управляющего воздействия на неё представлена на рис. 21.

Отметим, что ранее мы рассмотрели определение траектории КТМ только в одной плоскости, поскольку очевидно, что для определения её траектории в пространстве необходимы две одинаковые взаимно ортогональные схемы.

**Резюме.** Разработка диагностики on-line с использованием голографических методов распознавания образов является перспективным направлением в области контроля качества КТМ, поскольку быстроедействие схемы на её основе составляет порядка нескольких микросекунд (напомним, что минимальное время пролёта КТМ в камере реактора SOMBRERO

возрастает уже до величины  $\sim 15$  Гц [7]). Поэтому задача ФКМ заключается в массовом и дешёвом производстве необходимого количества КТМ, обеспечивающего непрерывную последовательность термоядерных микровзрывов, дающих положительный выход энергии.

Наиболее экономически привлекательными вариантами такой станции являются многомодульные конструкции, когда один драйвер обслуживает несколько реакторных модулей. Для этого необходимо, чтобы ФКМ осуществляла производство топливных единиц — КТМ — «конвейерным способом», т.е. ФКМ должна быть способной эффективно работать с  $N$  количеством реакторов по следующей схеме: один драйвер — одна фабрика мишеней —  $N$  реакторов. Конвейерный способ производства необходимого количества КТМ может быть основан только на работе с движущимися бесподвесными оболочками. Эффективное решение этой проблемы позволит овладеть экологически чистым, безопасным и практически неисчерпаемым источником энергии. При этом подчеркнём, что практическое использование инерциального драйвера возможно как в самостоятельном варианте, так и в рамках создания гибридной установки для производства электроэнергии с использованием ядерных и термоядерных реакций.

В настоящее время именно метод FST — единственный в мире метод, в основу которого положен принцип работы с движущимися бесподвесными оболочками, что обеспечивает производство КТМ в непрерывном режиме, а также подачу готовых КТМ одновременно в несколько реакторных модулей. Таким образом, технологический метод FST позволяет осуществить переход к реакторным технологиям производства топливных единиц и созданию первой в мире конвейерной ФКМ, что продвинет освоение технологии УТС как генерирующей платформы для энергетики на долгосрочную перспективу.

Результаты, обсуждаемые в разделе «Применение ВТСП в системе доставки КТМ в реактор ИТС», получены в рамках проекта РФФИ № 15-02-02947.

Авторы благодарны специалистам Лаборатории сверхпроводимости ФИАН за участие при подготовке ВТСП-образцов из сверхпроводящей керамики на основе  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ .

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Александрова И.В., Корешева Е.Р., Крохин О.Н., Осипов И.Е.** Криогенное водородное топливо для управляемого инерциального термоядерного синтеза. Обзор мировых результатов. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2015, т. 38, вып. 1, с. 57—79.
2. **Александрова И.В., Корешева Е.Р., Крохин О.Н., Осипов И.Е.** Криогенное водородное топливо для управляемого инерциального термоядерного синтеза. Получение устойчивого ультрадисперсного слоя из твёрдых изотопов водорода. — Там же, вып. 2, с. 75—103.
3. **Александрова И.В., Корешева Е.Р., Крохин О.Н., Осипов И.Е.** Криогенное водородное топливо для управляемого инерциального термоядерного синтеза. FST-формирование криогенного слоя топлива в движущейся бесподвесной оболочке: теория и эксперимент. — Там же, вып. 3, с. 59—82.
4. **Александрова И.В., Корешева Е.Р., Крохин О.Н., Осипов И.Е.** Криогенное водородное топливо для управляемого инерциального термоядерного синтеза. FST-формирование криогенных мишеней реакторного класса. — Там же, вып. 4, с. 51—78.
5. **Kucheev S.O., Namza A.V.** Condensed hydrogen for thermonuclear fusion. — J. Appl. Phys., 2010, vol. 108, p. 091101.
6. **Александрова И.В., Корешева Е.Р., Кошелев Е.Л. и др.** К решению проблемы сохранения параметров криогенной мишени в процессе ее доставки в зону термоядерного горения. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2007, вып. 3, с. 27.
7. **National Research Council.** An Assessment of the Prospects for Inertial Fusion Energy. Report, the national academies press, Washington D.C., 2013. 229 p.
8. **Александрова И.В., Белолипецкий А.А., Корешева Е.Р. и др.** Оптимизация процесса заполнения массива двухслойных полимерных оболочек газообразным  $D_2$ - или  $DT$ -топливом до давлений 1000 атм.: математическое моделирование и подготовка эксперимента. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2011, вып. 4, с. 22.
9. **Bringa E.M., Caro A., Victoria M. et al.** Atomistic modeling of wave propagation in nanocrystals. — Minerals, Metals and Materials Society, 2005, vol. 57, № 9, p. 67.
10. **Goodin D.T., Alexander N.B., Brown L.C. et al.** Demonstrating a target supply for inertial fusion energy. — In: 3rd IAEA RCM on Physics and Technology of IFE Targets and Chambers. Daejeon, Rep. Korea, 11—13 October, 2004, <http://aries.ucsd.edu>.
11. **Официальный сайт программы HiPER:** <http://www.hiper-laser.org/>.
12. **Wanner R., Meyer H.** Sound velocity in solid hydrogen and deuterium. — Physics Letters, 1972, vol. A 41, № 3, p. 189.
13. **Aleksandrova I.V., Koresheva E.R., Osipov I.E. et al.** Cryogenic fuel targets for inertial fusion: optimization of fabrication and delivery conditions. — J. Russian Laser Research, 2007, vol. 28 (3), p. 207—235.
14. **Aleksandrova I.V., Belolipetskiy A.A., Koresheva E.R. et al.** Thermal and mechanical responses of cryogenic targets with a different fuel layer anisotropy during delivery process. — J. Russian Laser Research, 2008, vol. 29, № 5, p. 419.
15. **Aleksandrova I.V., Belolipetskiy A.A., Koresheva E.R., Tolokonnikov S.M.** Survivability of fuel layers with a different structure under conditions of the environmental effects: Physical concept and modeling results. — Laser and Particle Beams, 2008, vol. 26, № 4, p. 643.
16. **Nakai S., Miley J.** Physics of High Power Laser and Matter Interactions. World Scientific Publishing, Singapore, 1992.

17. Meyer W. IFE target technology development in the USA. — In: 3rd IAEA RCM on Physics and Technology of IFE Targets and Chambers. Daejeon, Rep. Korea, 11—13 October, 2004, <http://aries.ucsd.edu>.
18. Koresheva E.R., Osipov I.E., Aleksandrova I.V. Free-standing target technologies for inertial confinement fusion: fabrication, characterization, delivery. — *Laser and Particle Beams*, 2005, vol. 23, p. 563.
19. Tsuji R. Trajectory adjusting system using a magnetic lens for a Pb-coated super-conducting IFE target. — *Fusion Engineering and Design*, 2006, vol. 81, p. 2877.
20. Kassai T., Tsuji R. Analysis of trajectory adjusting system using a magnetic lens for the super-conducting IFE target. — *J. Physics: Conference Series*, 2008, vol. 112, p. 032047.
21. Aleksandrova I.V., Ivanenko O.M., Kalabukhov V.A. et al. HTSC maglev systems for IFE target transport applications. — *J. Russian Laser Research*, 2014, vol. 35, p. 151.
22. Александрова И.В., Акунец А.А., Безотосный П.И. и др. О возможности создания системы бесконтактной доставки криогенного водородного топлива в реактор ИТС. — *Краткие сообщения по физике*, 2015, вып. 11, с. 3.
23. Гудилин Е.А., Олейников Н.Н. Физико-химические основы и перспективы развития расплавных методов получения ВТСП-материалов. — *Сверхпроводимость: исследования и разработки*, 1995, вып. 5—6, с. 81.
24. Koresheva E.R., Nikitenko A.I., Aleksandrova I.V. et al. Possible approaches to fast quality control of IFE targets. — *Nuclear Fusion*, 2006, vol. 46, p. 890.
25. Collier R.J., Burkhardt C.B., Lin L.H. *Optical Holography*. — New York, London: Academic, 1971.
26. Кейсцент Д. Распознавание образов и знаков. — *Оптическая голография*, 1982, т. 1, гл. 10, п. 5, с. 550.
27. FFTW User Manual, <http://www.fftw.org/>.
28. Koresheva E.R., Osipov I.E., Aleksandrova I.V. et al. Creation of a diagnostic complex for the characterization of cryogenic laser-fusion targets by the method of tomography with probing irradiation in the visible spectrum. — *J. Russian Laser Research*, 2007, vol. 28 (2), p. 163.



Ирина Владимировна Александрова, к.ф.-м.н., награждена знаком «Ветеран атомной энергетики и промышленности», участница многих российских и международных проектов, включая проекты РФФИ и МАГАТЭ по проблемам формирования топливных мишеней для ИТС; Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991 Москва, Ленинский пр. 53, Россия



Елена Ростиславовна Корешева, д.ф.-м.н., профессор, награждена знаком «Ветеран атомной энергетики и промышленности», руководитель многих российских и международных проектов, включая проекты РФФИ и МАГАТЭ по проблемам формирования топливных мишеней для ИТС; Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991 Москва, Ленинский пр. 53, Россия, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия  
[elena.koresheva@gmail.com](mailto:elena.koresheva@gmail.com)



Евгений Леонидович Кошелев, научный сотрудник, участник российских и международных проектов, включая проекты РФФИ и МАГАТЭ по проблемам формирования криогенных топливных мишеней для ИТС; Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991 Москва, Ленинский пр. 53, Россия



Олег Николаевич Крохин, действительный член Российской академии наук, профессор, лауреат Ленинской премии (1961 г.), Государственной премии (1984 г.), премии Президента РФ в области образования (2000 г.), Демидовской премии (2005 г.); Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991 Москва, Ленинский пр. 53, Россия, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия



Андрей Иванович Никитенко, к.ф.-м.н., участник российских и международных проектов, включая проекты РФФИ и МАГАТЭ по проблемам формирования криогенных топливных мишеней для ИТС; Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991 Москва, Ленинский пр. 53, Россия



Игорь Евгеньевич Осипов, к.ф.-м.н., награждён знаком «Ветеран атомной энергетики и промышленности», участник многих российских и международных проектов, включая проекты РФФИ и МАГАТЭ по проблемам формирования топливных мишеней для ИТС; Центр энергоэффективности Интер РАО ЕЭС, 11935 Москва, ул. Большая Пироговская 27, стр. 2, Россия

Статья поступила в редакцию 28 декабря 2015 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2016, т. 39, вып. 1, с. 30—54.