

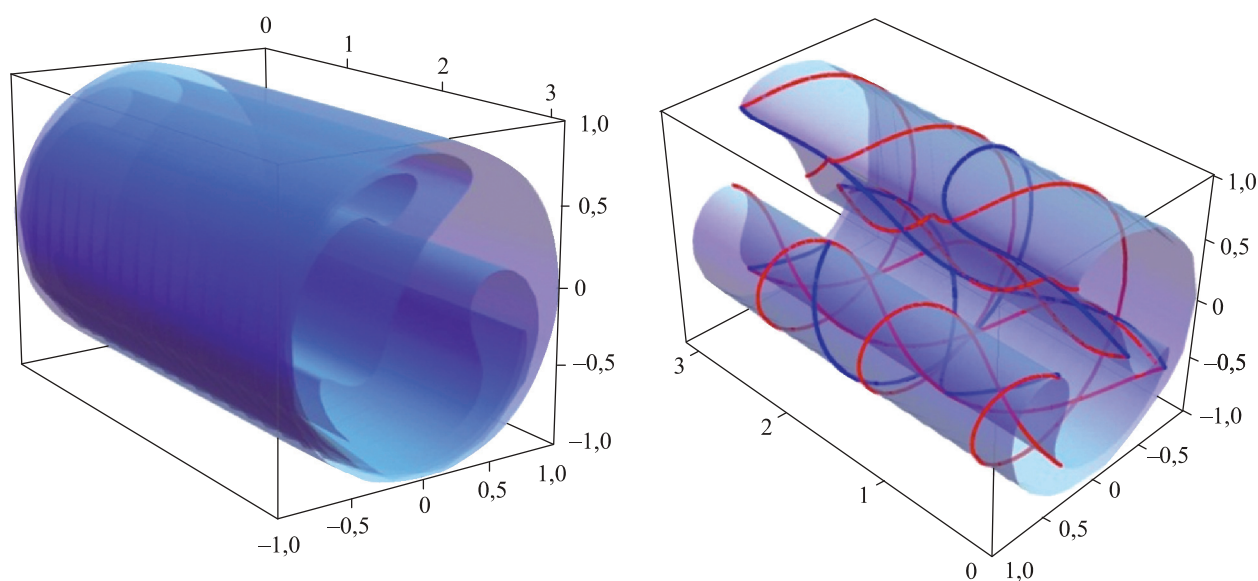
**ПРИОРИТЕТНОЕ НАПРАВЛЕНИЕ Ш.19.**  
**ОБЩАЯ МЕХАНИКА, ДИНАМИКА КОСМИЧЕСКИХ ТЕЛ,**  
**ТРАНСПОРТНЫХ СРЕДСТВ И УПРАВЛЯЕМЫХ АППАРАТОВ;**  
**БИОМЕХАНИКА; МЕХАНИКА ЖИДКОСТИ, ГАЗА И ПЛАЗМЫ,**  
**НЕИДЕАЛЬНЫХ И МНОГОФАЗНЫХ СРЕД; МЕХАНИКА ГОРЕНИЯ,**  
**ДЕТОНАЦИИ И ВЗРЫВА**

**Программа Ш.19.1. Математические проблемы нелинейных моделей движения сложных сред (координаторы акад. Л. В. Овсянников, докт. физ.-мат. наук А. П. Чупахин)**

В Институте гидродинамики им. М. А. Лаврентьева для уравнений идеальной магнитной гидродинамики (МГД) предложена естественная криволинейная система координат, координатные линии которой образованы траекториями частиц и магнитными силовыми линиями, и описаны нетривиальные топологические конфигурации, крайне редкие в научной литературе. Развитый подход позволил отделить описание топологии магнитного поля от эволюции движения жидкости: магнитное поле в начальный момент времени определяет систему координат, а эволюция движения находится из решения системы уравнений. В криволинейной системе координат после частичного интегрирования уравнения МГД сводятся к не-

линейному векторному волновому уравнению и обобщенному интегралу Коши.

Выделен и описан класс точных решений, в котором полное давление (сумма гидродинамического и магнитного давлений) постоянно во всей области течения. Дана полная классификация стационарных решений этого вида. Доказано, что в описываемых течениях поверхности, сотканые из линий тока и магнитных линий, являются поверхностями переноса. Они получаютя параллельным переносом пространственной кривой вдоль направляющей кривой. Полученные примеры решений обладают функциональным произволом в две функции двух переменных и одну функцию одной переменной.



**Рис. 25.** Пример магнитной трубки с вложенными магнитными поверхностями (слева) и магнитной поверхности с лежащими на ней линиями тока (синий цвет) и магнитными силовыми линиями (красный цвет) (справа).

В нестационарном случае найдены отдельные классы точных решений, обладающих широким функциональным произволом. Проанализированы возможности использования функционального произвола решений для варьирования описываемой картины течения. Решения задают струйные течения в фиксированных или эволюционирующих во времени

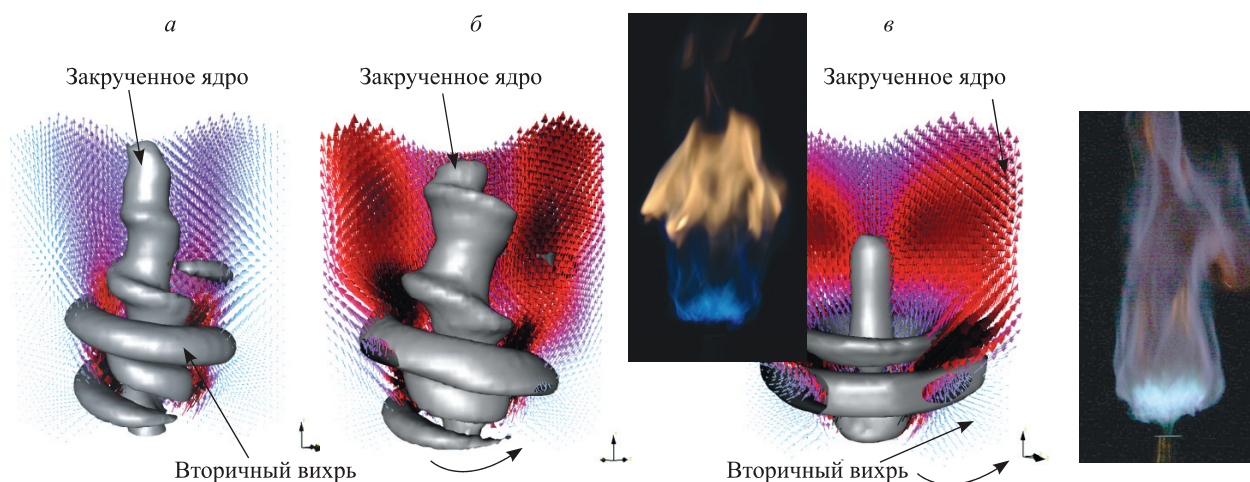
границах. Среди них имеются нестационарные течения с торообразными и заузленными магнитными трубками (рис. 25).

Построенные решения могут применяться для описания процессов в магнитных ловушках типа пробкотронов, магнитных ускорителях плазмы, солнечных корональных арках.

### Программа Ш.19.2. Нелинейные волны и турбулентность в многофазных потоках (координатор член-корр. РАН С. В. Алексеенко)

В Институте теплофизики им. С. С. Кутателадзе разработаны способы управления прецессирующим вихревым ядром в закрученном пламени. Проведен цикл экспериментальных исследований возможности управления процессом горения в струйном факеле с привлечением современных оптических методов диагностики пламени. В качестве методов управления рассмотрены закрутка потока (как пассивный способ модифицировать крупномасштабные вихревые структуры) и периодическое возмущение начальной скорости струи (как активный способ управления). С использованием методики Particle Image Velocimetry и процедуры Proper Orthogonal Decomposition понижения размерности стохастических нелинейных динамических систем были получены низко-размерные модели, описывающие динамику наиболее энергоемких когерентных структур в потоке. Показано, что внесение сильной за-

крутки в поток без горения приводит к формированию пары вторичных спиральных вихрей вследствие интенсивной прецессии вихревого ядра струи (рис. 26). Аналогичная структура когерентных структур обнаружена и для пламени со значительным избытком топлива. Важным и принципиально новым фундаментальным результатом настоящей работы является то, что при наложении высокоамплитудных осцилляций (с частотой меньше прецессии) на начальный закрученный поток возникающие вынужденные кольцевые вихри, взаимодействуя с пламенем богатой пропановоздушной смеси, определяют динамику всего потока. При этом прецессия вихревого ядра более не наблюдается (в отличие от метана или случая без горения), что, по сути, дает возможность управлять частотой выделенных пульсаций скорости и тепловыделения в пламени.



**Рис. 26.** Когерентные структуры в потоке сильнозакрученной струи (а) и факела пропана (б). Случай периодического возмущения начальной скорости факела (в). Максимальное значение скорости: 6,5 м/с; объемная концентрация пропана в смеси, поступающей из сопла, — 11 %.

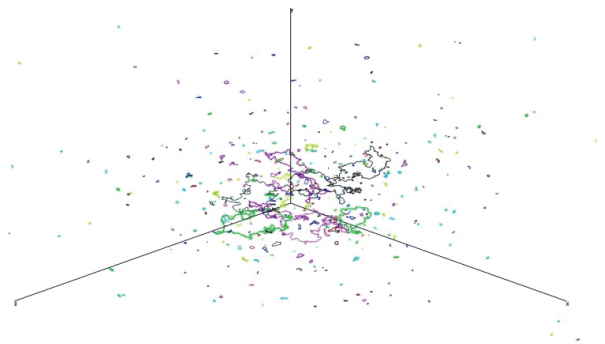
Показано что такое воздействие также способно повысить эффективность сжигания пропана, в частности, значительно снизить сажеобразование.

В том же Институте развита теория, описывающая диффузию вихревых петель в пространственно неоднородном вихревом клубке. На основе разработанной теории описан диффузионный механизм распада сверхтекучей турбулентности. Этот механизм является альтернативным обсуждаемому в настоящее время колмогоровскому каскаду в сверхтекучей турбулентности. Параллельно проведены численные исследования по распаду вихревого клубка. Выяснено влияние на распад вихревого клубка различных факторов, таких как реконнекция (перезамыкание), последовательное дробление петель, вставки и удаления точек для численной устойчивости алгоритма, диффузия вихревых петель. Полученные результаты показывают, что вихревой клубок, изначально локализованный в малой области, испаряется и диффундирует как газ малых петель (рис. 27). Временная эволюция плотности вихрей линии удовлетворительно согласуется с результатами, полученными из решения уравнения диффузии. Предложенный в работе механизм альтернативен обсуждаемому в настоящее время распаду турбулентности, аналогичному затуханию энергии в классических жидкостях.

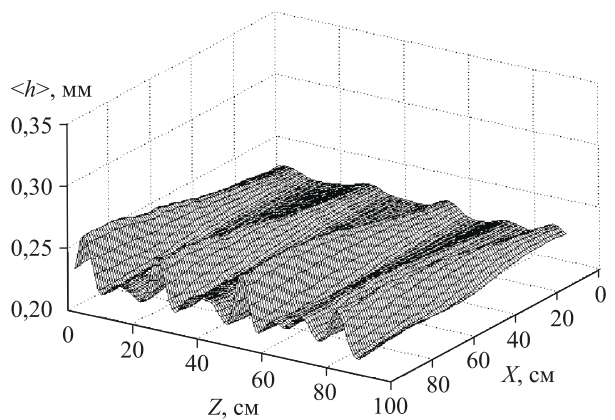
Полученные результаты важны как для теории квантовых жидкостей, так и для других областей физики, имеющих дело с одномерными сингулярными дефектами. Особое значение результаты имеют для моделирования классической турбулентности дискретными носителями завихренности.

В том же Институте экспериментально изучены особенности перехода от регулярного двумерного к трехмерному волновому движению на вертикально стекающих пленках жидкости как вследствие естественной поперечной неустойчивости двумерных волн, так и вследствие их принудительного разрушения при помощи регулярных гребенок из игл, касающихся поверхности пленки в верхней части течения. Установлено, что образующаяся в процессе такого перехода система трехмерных волн состоит из нескольких характерных элементов, развивающихся по разным сценариям и взаимодействующих друг с другом. Формирующиеся трехмерные волны не имеют сходства с уединенными трехмерными волнами подковообразной формы, образующимися на

гладкой пленке при локализованном возбуждении, и похожи на удлиненные трехмерные волны, наблюдавшиеся ранее рядом авторов. Важной особенностью перехода к трехмерному волновому движению является наличие областей со значительными перетоками жидкости вдоль пластины, в поперечном к течению направлении. По этой причине осредненное по времени распределение жидкости по пластине имеет струйный характер (рис. 28), а средняя по времени толщина пленки может различаться на 30—40 % на расстояниях, сравнимых с поперечным размером формирующихся трехмерных волн (~1 см). Явление поперечного перераспределения жидкости в процессе формирования трехмерных волновых структур при изотермическом пленочном течении обнару-



**Рис. 27.** «Разбегание» вихревых петель из объема вблизи начала координат. Видно, что процесс поддерживается прежде всего маленькими «быстрыми» колечками, что согласуется с теоретическими представлениями.



**Рис. 28.** Осредненное по времени распределение жидкости по пластине при переходе к трехмерному волновому движению вследствие естественной неустойчивости двумерных волн.

Рабочая жидкость — вода;  $Re = 40$ . Течение жидкости направлено по оси  $X$ .

жено впервые и может иметь большое значение для объяснения механизмов влияния волн на гидродинамику и тепломассообмен, в том числе и при неизоэтермическом пленочном течении.

В том же Институте экспериментально исследовано влияние добавки наночастиц или поверхностного активного вещества в воду на скорость испарения капель. Объектом исследования были капли дистиллированной воды; в качестве твердой примеси послужили углеродные нанотрубки произвольной длины менее 1 мкм и диаметром 1,3 нм при содержании  $K \sim 0,1\%$ . Диапазон температуры воздушной струи был  $\sim (20 \div 180)^\circ\text{C}$  при скорости потока  $V_0 \sim 2 \div 5$  м/с. Для опытов с каплями воды, содержащими поверхностно активное вещество (ПАВ), использовался додецилсульфат натрия. Начальное массовое содержание ПАВ составляло  $\sim 0,15\%$ . Начальный диаметр капель  $d_0 \sim$

$\sim 2 \div 3$  мм, при этом число Рейнольдса составляло  $\text{Re} = 500 \div 2000$ .

Опытные исследования скорости испарения капли и температуры ее поверхности, проведенные с помощью инфракрасного микроскопа, показали, что наличие наночастиц не оказывает значительного влияния на температуру поверхности (рис. 29, а) и на процессы массообмена. Добавка же ПАВ оказывает существенное влияние как на характер изменения температуры поверхности испаряющихся капель по времени (рис. 29, б), так и на закономерности тепло- и массопереноса.

Обобщение опытных данных по скорости испарения капель жидкости производилось с использованием соотношения, полученного из уравнения теплового баланса с преобладанием конвективного переноса ( $\text{Re} \gg 1$ , в экспериментах  $\text{Re}_0 = 500 \div 2000$ )

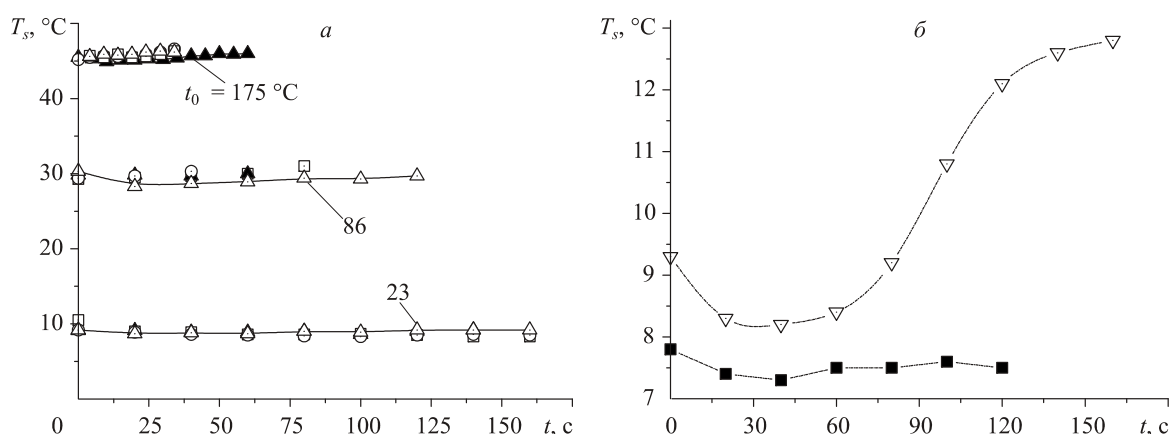


Рис. 29. Температура поверхности испаряющихся капель: темные точки — чистая вода, светлые — содержащие наночастицы (а) или ПАВ (б).

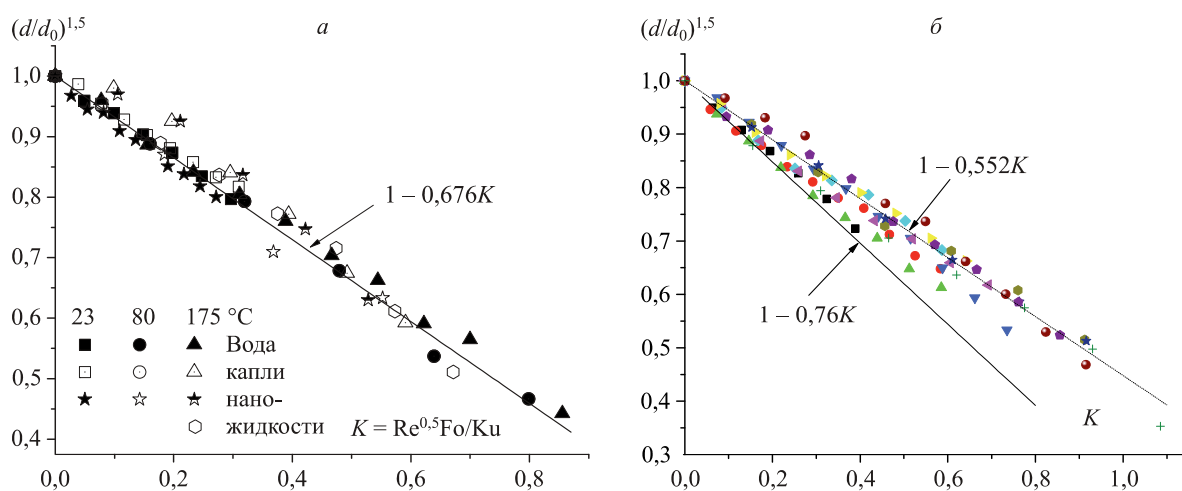


Рис. 30. Скорость испарения капель чистой воды и наножидкости (а); капель с ПАВ (б).

$$\left(\frac{d}{d_0}\right)^{1,5} = 1 - A \frac{\text{Re}_0^{0,5} \cdot \text{Fo}}{\text{Ku}}$$

Результаты обобщения опытных данных об испарении чистой воды показывают, что закон «3/2» приводит к хорошему обобщению

**Программа Ш.19.3. Гидродинамика процессов в природных системах и технических устройствах: теоретическое, экспериментальное и численное моделирование (координатор член-корр. РАН В. В. Пухначев)**

В Институте гидродинамики им. М. А. Лаврентьева доказана разрешимость осесимметричной стационарной задачи протекания для уравнений Навье—Стокса в следующих случаях: течение имеет дополнительно плоскость симметрии, пересекающую все связные компоненты границы области, на которых задан вектор скорости; ось симметрии пересекает все компоненты границы, на которых заданы функция тока и завихренность; граница области течения состоит из поверхности вращения и пересекающего ее отрезка оси симметрии, на котором распределены источники или стоки, (рис. 31). Рассмотрен плоский аналог последней задачи (рис. 32): граница области состоит из жордановой кривой и точки внутри нее, в которой находится источник или сток. Доказательство основано на полученных впервые априорных оценках решения всех рассмотренных задач.

В том же Институте дан теоретический анализ материалов, главные свойства которых — вязкопластичность и микрополярность. Вязкопластичность, в рамках теории жидкости Бингама, проявляется посредством предельного напряжения сдвига: движение жидкости становится твердотельным, если сдвиговые напряжения не превышают некоторого предела. Примерами являются буровые растворы со шламом, гранулированные жидкости, кровь, ферромагнитные жидкости и т. п. Такие среды с микроструктурой характеризуются двумя тензорами скоростей деформаций, и тензор напряжений Коши уже не является симметричным. Кроме того, одной лишь вязкости уже недостаточно, чтобы полностью описать реологию: необходимо учесть предельное напряжение сдвига, микровращения и микроинерцию. С привлечением понятия континуума

опытных точек как для опытов с каплями чистой воды и наножидкости (рис. 30, а), так и для жидкостей содержащих ПАВ (рис. 30, б). При этом для второго случая наблюдается существенное снижение интенсивности испарения капель.

Коссера удалось сформулировать определяющие уравнения для связи напряжений и деформаций, которые согласованы с законами термодинамики и инвариантны относительно твердотельных преобразований систем отсчета. Оказалось, что кроме предельного напряжения сдвига течение вязкопластичных сред с микроструктурой определяется таким важным параметром, как предельное моментное напряжение, связанное с тензором пар сил. Оба тензора скоростей деформаций должны обращаться в нуль в «сильной» твердотельной зоне. В отличие от классической жидкости Бингама в микрополярной жидкости Бингама могут присутствовать и «слабые» твердотельные зоны, в которых равен нулю градиент угловой скорости, но градиент скорости может быть отличным от нуля.

Расчеты на основе новой математической модели предсказывают, что при заданном на-

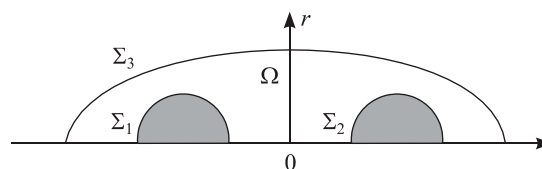


Рис. 31. Область течения в осесимметричной задаче.

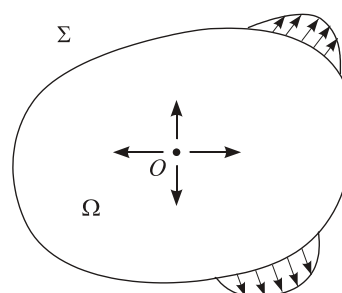


Рис. 32. Особый случай плоской задачи.

поре давление в капиллярах и скважинах может значительно возрастать, если вязкость, связанная с микровращениями, является достаточно большой. Кроме того, кажущаяся вязкость воз-

растает с уменьшением толщины канала, что согласуется с обратным эффектом Фареуса—Линдквиста для течения крови в капилляре при большой концентрации гематокрита.

### Программа Ш.19.4. Аэротермодинамика высокоскоростных летательных аппаратов (координатор докт. физ.-мат. наук А. Н. Шиплюк)

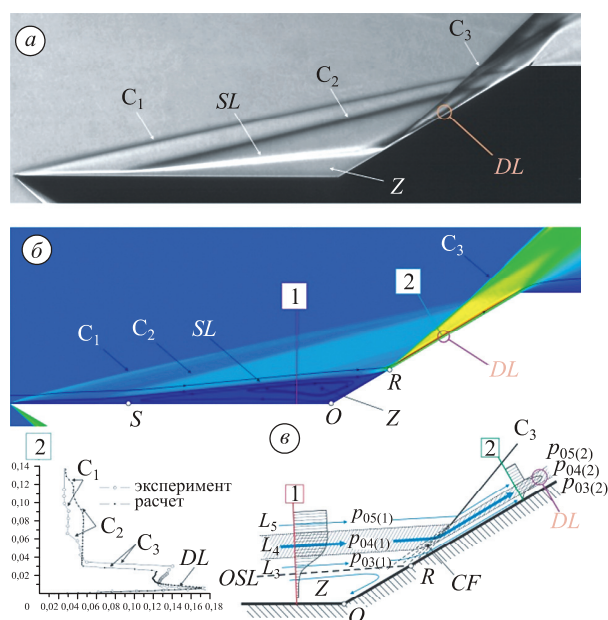
В Институте теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича на основании комплексных исследований структуры трехмерного сверхзвукового ламинарного отрывного течения в угле сжатия при числе Маха набегающего потока  $M_\infty = 6$ , включающих численный расчет и результаты эксперимента, обнаружен тонкий высоконапорный слой, расположенный над пограничным слоем. Шлирен-фотография такого течения приведена на рис. 33, а. Расчетная картина этого течения в продольной плоскости симметрии модели показана на рис. 33, б. Сопоставление данных эксперимента и численного расчета дается на рис. 33, в,

где показано распределение полного давления за прямым скачком уплотнения  $p'_0$  (давления Пито), отнесенного к полному давлению в набегающем потоке. Тонкий высоконапорный слой, расположенный вниз по потоку от линии присоединения потока  $R$  (рис. 33, з), характеризуется высоким уровнем полного давления (до 0,8—0,85 от величины полного давления набегающего потока) и высоким поперечным градиентом газодинамических параметров потока.

Существование высоконапорного слоя позволяет уточнить физический механизм формирования продольных вихрей в сверхзвуковых отрывных течениях. Такие вихри формируются не только за счет искривления линий тока в зоне присоединения (вихри Гертлера), но также и за счет бароклинического эффекта, при котором градиенты плотности и давления в зоне присоединения неколлинеарны.

В том же Институте обнаружен гистерезис перехода между регулярным и маховским режимами взаимодействия головных ударных волн двух близко расположенных цилиндрических тел, обтекаемых сверхзвуковым потоком. Данный результат получен при численном моделировании, выполненном с помощью схемы сквозного счета на неструктурированной треугольной расчетной сетке. Показано, что, в полном соответствии с экспериментальными наблюдениями, возможны три режима взаимодействия: регулярный, маховский (рис. 34) и режим с образованием коллективной ударной волны. Впервые установлено, что переход от регулярной ударно-волновой конфигурации к маховской при уменьшении числа Маха набегающего потока  $M$  и обратный переход при его увеличении происходят при различных значениях  $M$ . Аналогичный эффект наблюдается и при изменении расстояния между цилиндрами  $R$  (рис. 35).

Обнаруженное явление может оказаться существенным при взаимодействии ударных волн, порождаемых сложной системой тел в



**Рис. 33.** Высоконапорный слой  $DL$  за линией присоединения потока  $R$ ; а — шлирен-фотография течения в угле сжатия ( $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_3$  — скачки уплотнения,  $Z$  — область возвратного течения,  $SL$  — сдвиговой слой, охватывающий зону  $Z$ ,  $DL$  — высоконапорный слой); б — расчетная картина течения; в — распределение измеренного полного давления  $p'_0$ ; з — физический механизм формирования высоконапорного слоя,  $CF$  — веер волн сжатия.

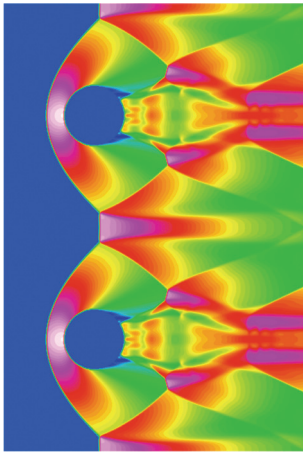


Рис. 34. Маховское отражение при взаимодействии головных ударных волн.

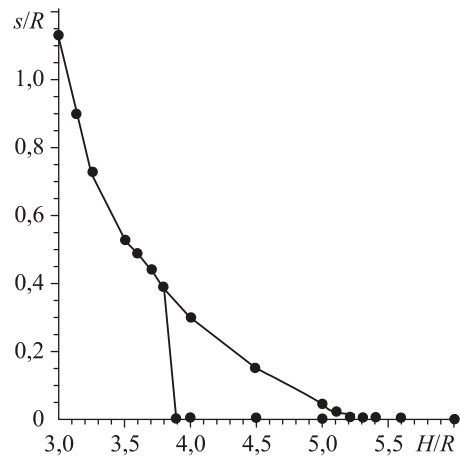


Рис. 35. Величина ножки Маха в зависимости от расстояния между цилиндрами.

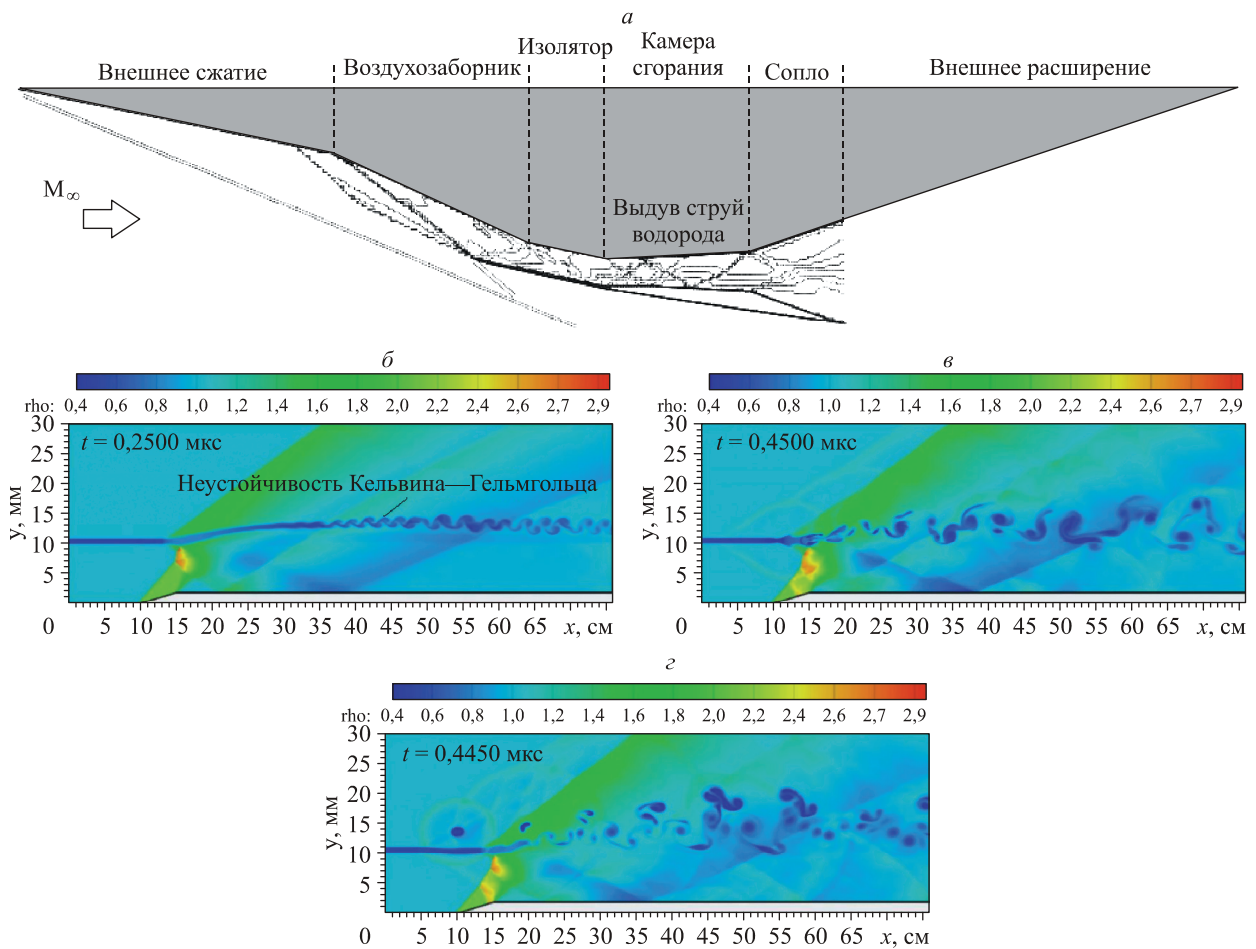


Рис. 36. Схема ГВРД (а) и рассчитанные поля плотности при взаимодействии выдуваемой в сверхзвуковой поток ( $M_\infty = 2,0$ ) спутной трансзвуковой струи ( $M_c = 1,05$ ) с нерасчетностью  $n = 2,12$  в условиях без энергоподвода (б) и с пульсирующим с частотой  $f = 5$  кГц локализованным источником энергии ( $E = 0,3$  Дж) на оси следа (в) и над ним (г).

сверхзвуковом потоке, в частности, в двухфазных течениях с малыми дисперсными частицами, при входе космических тел в атмосферу Земли, обтекании решетчатых структур и т. п.

Сотрудниками этого же Института на основе расчетных исследований в рамках нестационарных уравнений Эйлера продемонстрирована возможность значительной интенсификации смешения выдуваемых в сверхзвуковой поток спутных струй легкого ( $\rho_c/\rho_\infty = 0,5$ ) газа с помощью локализованного энергоподвода (рис. 36).

Показано, что неоднородности плотности, инициированные импульсно-периодическим источником энергии на оси струи в исходном течении (б), аналогичном реализующемуся в камере сгорания ГПВРД (а), способствуют возникновению крупномасштабных вихревых структур при взаимодействии струи с косым скачком вследствие проявления неустойчивости Рихтмайера—Мешкова (в). Обнаружено, что при расположении пульсирующего источ-

ника энергии над или под струей распространяющиеся от зон энергоподвода сферические ударные волны могут инициировать начальные возмущения в струе, достаточные для реализации аналогичного эффекта (з), существенно усиливающего процесс ее смешения с окружающим сверхзвуковым потоком.

В том же Институте выполнено исследование нелинейного развития волнового поезда в поперечно модулированном сверхзвуковом пограничном слое плоской пластины при числе Маха 2. Обнаружены субгармонический и наклонный механизмы взаимодействия неустойчивых волн. Для создания поперечной модуляции среднего течения в пограничном слое два ромбовидных элемента шероховатости были размещены на поверхности плоской пластины симметрично относительно источника возмущений (размер элементов  $4 \times 4$  мм, расстояние между ними 12 мм, см. рис. 37).

Определено, что механизм наклонного перехода возникает в центре волнового поезда

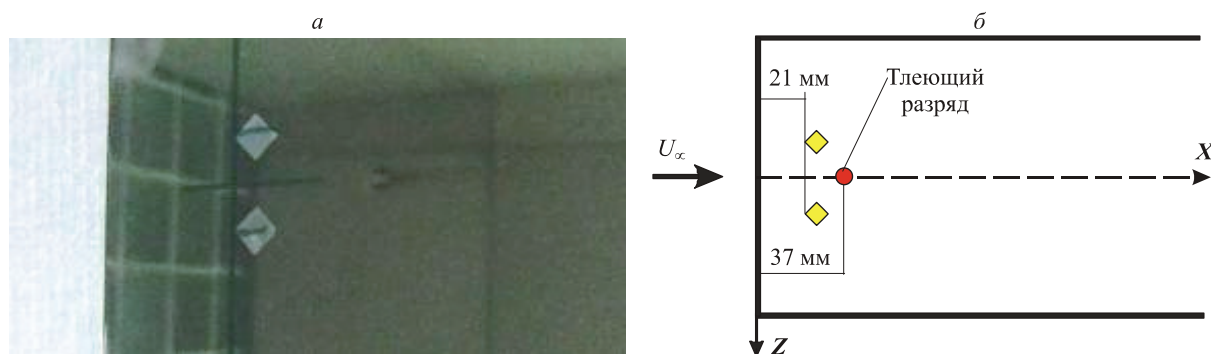


Рис. 37. Постановка эксперимента:

а — фото модели; б — схема модели с наклейками.

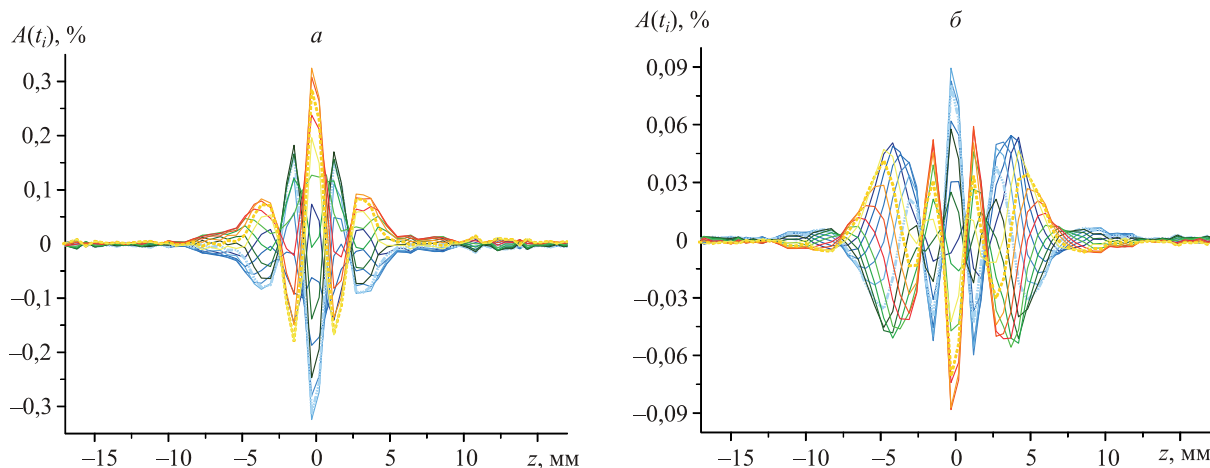


Рис. 38. Поперечные распределения мгновенных амплитуд волнового поезда: а — субгармонический волновой поезд, б — основной волновой поезд.



для основной частоты контролируемых возмущений. Аналогичный результат получен для субгармонического резонанса в данном течении, а также ранее на гладкой поверхности. В физическом пространстве оба механизма формируют стоячую волну (масштабом  $3/2$  длины волны) в центре волнового поезда. Найдено, что в физическом пространстве оба механизма не различимы и поперечная модуляция тече-

ния может привести к конкуренции субгармонического и наклонного механизмов перехода, тогда как в однородном течении основная роль в турбулизации пограничного слоя принадлежит субгармоническому резонансу.

Результаты измерений представлены в виде поперечных распределений мгновенных амплитуд волнового поезда при  $x = 90$  мм (рис. 38).

### Программа III.19.5. Физические проблемы управления газодинамическими течениями (координатор докт. физ.-мат. наук А. А. Маслов)

В Институте теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича изучены газодинамическая структура сверхзвуковых струй азота и воздуха, истекающих из круглых звуковых микросопел в атмосферу, и область пониженного давления в диапазоне степени нерасчетности от 1 до 30 (рис. 39).

Впервые обнаружен эффект реламинаризации турбулентного струйного течения, который приводит к восстановлению длины сверхзвукового участка (дальнобойности) недорасширенной микроструи для сопел диаметром менее 35 мкм после его снижения в результате ламинарно-турбулентного перехода (см. рис. 39). На рис. 40 наглядно показан эф-

фект реверса ламинарно-турбулентного перехода в микроструе. Первоначально ламинарная микроструя (1) с ростом величины нерасчетности турбулизуется, расширяется и длина ламинарного участка (дальнобойность) сокращается (2, 3). При дальнейшем росте величины нерасчетности длина ламинарного участка опять начинает увеличиваться (4), и в дальнейшем микроструя становится полностью ламинарной (5), а величина дальнобойности восстанавливается. Выявленный эффект позволит создавать плотные массивы сверхзвуковых микроструй, эффективно воздействующих на течения в различных микроустройствах и процессах.

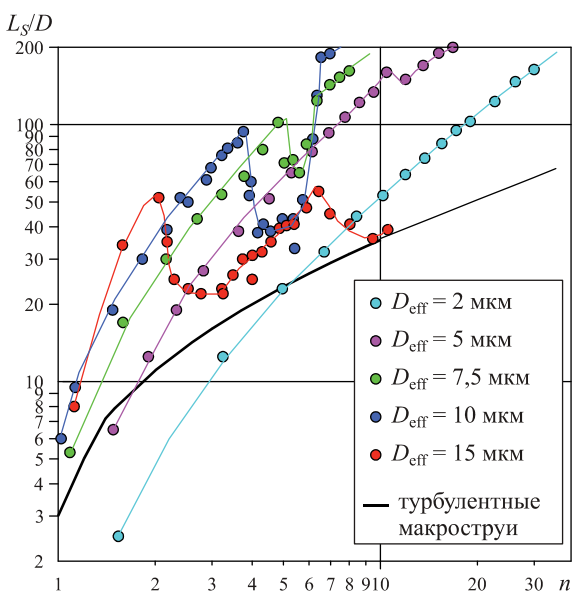


Рис. 39. Зависимости длины сверхзвукового участка струи от степени нерасчетности для нескольких диаметров микросопел.

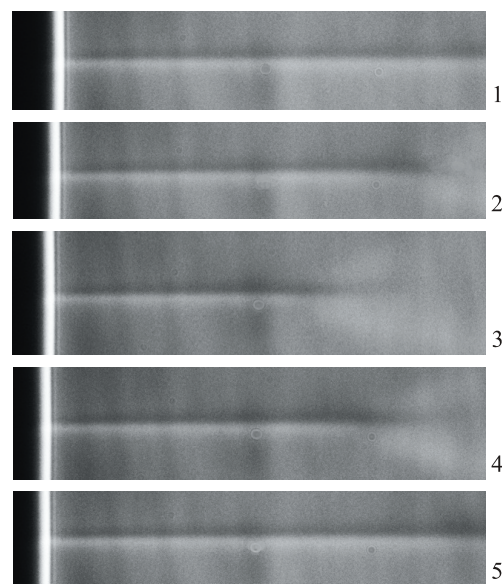


Рис. 40. Шлирен-визуализация перехода к турбулентности с последующей реламинаризацией микроструи при увеличении степени ее нерасчетности (сопло диаметром 34,8 мкм).

В том же Институте разработана новая форма несущей поверхности для малоразмерных летательных аппаратов — волнистое крыло, которое обладает значительными преимуществами по сравнению с обычным классическим крылом, в условиях возмущенной атмосферы. Увеличивается подъемная сила малоразмерных летательных аппаратов различного назначения (рис. 41). В проведенных экспериментах изучено влияние поперечной волнистости обтекаемой поверхности на пространственную структуру течения и аэродинамические характеристики крыла — его подъемную силу и сопротивление.

Установлено, что при движении с низкими дозвуковыми скоростями при малых числах Рейнольдса, характерных для эксплуатации малоразмерных летательных аппаратов, волнистое крыло дает более высокие аэродинамические характеристики летательного аппарата и обеспечивает устойчивость полета без срыва в штопор в широком диапазоне углов атаки.

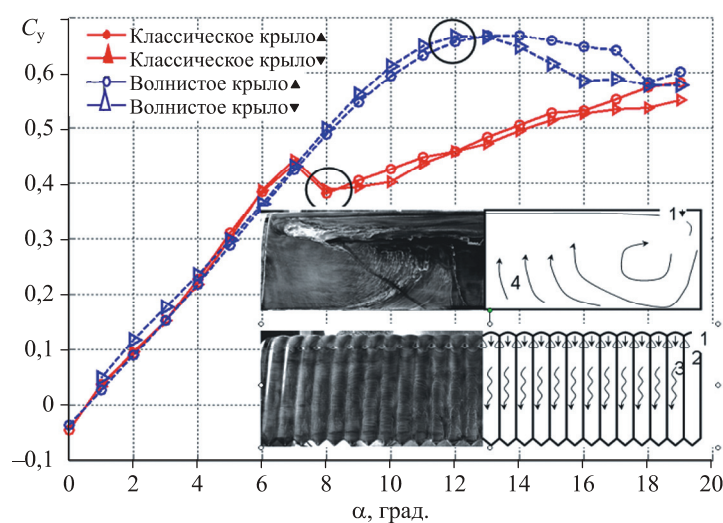
Сотрудниками Института разработан ряд новых индикаторов касательных напряжений поверхностного трения  $\tau$ , индуцированного дозвуковым набегающим потоком на поверхности модели. Индикаторы созданы на основе трехкомпонентных смесей жидких кристаллов (ЖК) с добавками (пластификатор или частицы диоксида кремния), модифицирующими их реологические свойства и расширяющими диа-

пазон применения (до- и трансзвуковые режимы обтекания,  $\tau \approx 1 \div 200$  Па) (рис. 42).

Экспериментально исследован оптический (спектральный и колориметрический) отклик ЖК на воздействие  $\tau$  для двух случаев с различной начальной ориентацией оси спирали относительно поверхности модели и скорости набегающего потока (конфокальной (хаотической) и планарной (перпендикулярной)) (рис. 43).

В том же Институте предложен новый способ организации рабочего процесса в камере сгорания высокоскоростного прямоточного двигателя. Скорость потока в камере поддерживается близкой к скорости звука. В канале постоянного сечения это достигается осуществлением горения в пульсирующей волновой структуре типа псевдоскачка, положение которой определяется параметрами внешнего импульсно-периодического теплогазодинамического воздействия на поток. Пульсирующий режим способствует улучшению процесса смешения топлива с воздухом и сокращению протяженности зоны горения. Основным преимуществом способа является достижение высокой эффективности протекания процесса, которая определяется минимальными потерями полного давления и максимальным приростом температуры.

Экспериментально подтверждена возможность реализации пульсирующего режима горения. На рис. 44 показана схема осесиммет-



**Рис. 41.** Зависимость подъемной силы  $C_y$  от угла атаки  $\alpha$  (для символов, обведенных окружностями, сделана визуализация), символы демонстрируют повторяемость эксперимента при прямом (кружочки) и обратном (треугольники) изменении угла атаки, как для классического, так и для волнистого крыла.

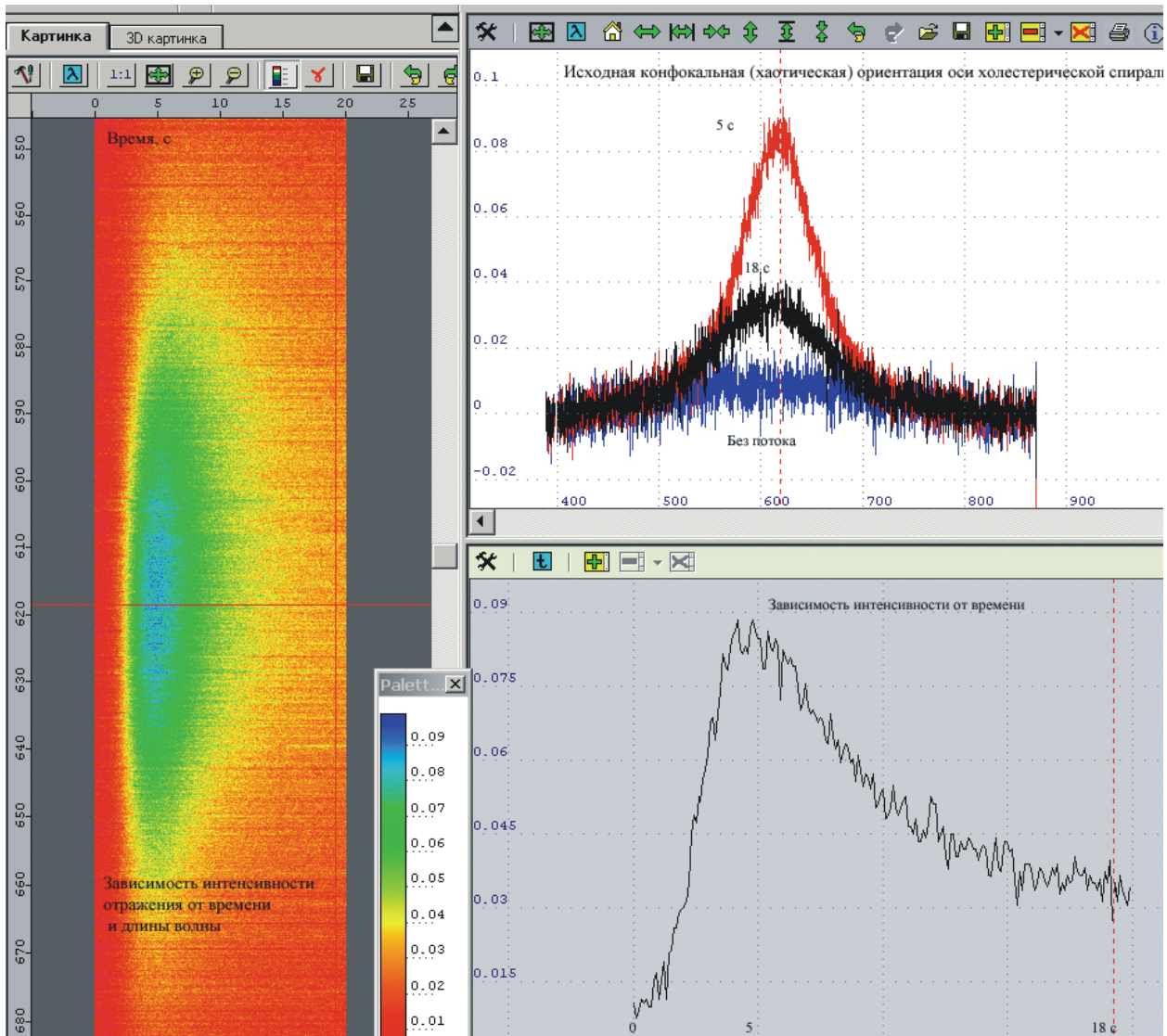
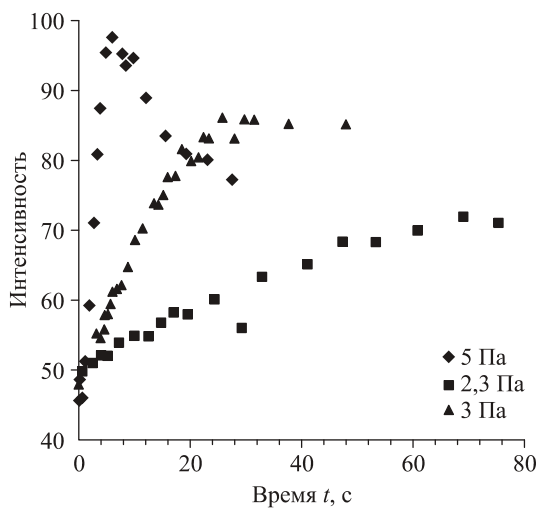
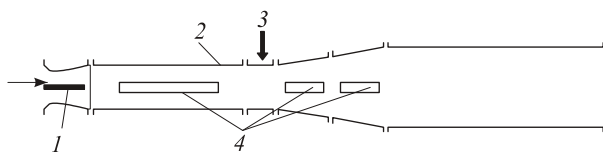


Рис. 42. Пример изменения интенсивности отражения от времени и длины волны  $I(t, \lambda)$  под воздействием потока.



ричного канала, образованного секциями постоянного сечения и расширяющимися секциями. В канал поступал воздушный поток с температурой, достаточной для самовоспламенения струи водорода, который подавался через осевой инжектор. Измерения интенсивности горения производились на длине волны излучения радикала ОН с частотой около 1 Гц синхронно с возмущающим импульсом струи воздуха (стрелка 3 на рис. 44).

Рис. 43. Изменение колориметрической цветовой координаты интенсивность от времени и уровня касательного напряжения при ступенчатом воздействии потока и исходной конфокальной ориентации ЖК.



**Рис. 44.** Схема осесимметричного канала. Число Маха  $M = 2,2$ ; диаметр канала 50 мм.

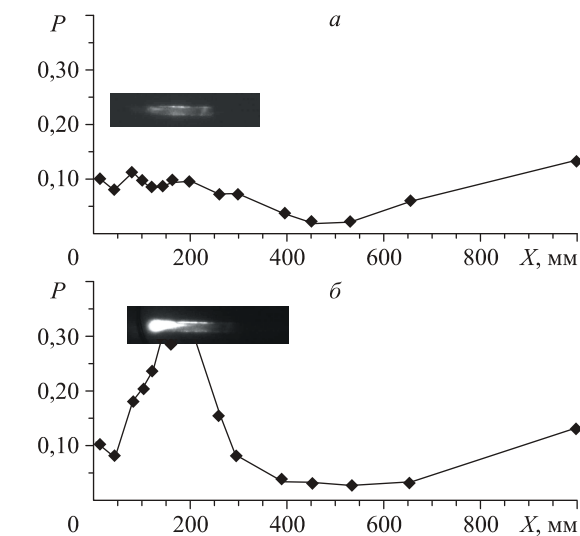
1 — водородный инжектор; 2 — канал; 3 — ввод внешнего воздействия; 4 — оптические окна.

Как следует из рис. 45, вдув воздушной струи в конце участка постоянного сечения приводит к более интенсивному горению (рис. 45, б), а уровень относительного повышения давления при этом соответствует псевдоскачковому режиму — режиму теплового запирания при полном сгорании водорода. При этом давление повышается в конце канала постоянного сечения примерно в 3,2—3,5 раза, что соответствует среднему значению числа Маха близкому к  $M = 1$ . После прекращения импульсного воздействия режим горения переходит в диффузионный, что подтверждается распределением давления.

### Программа Ш.19.6. Детонационные и ударно-волновые процессы в газовых, гетерогенных и конденсированных средах и управление ими для создания новых технологий (координатор акад. В. М. Титов)

В Институте гидродинамики им. М. А. Лаврентьева впервые выполнено численное исследование нерегулярной двумерной многофронтной (ячеистой) структуры детонационной волны (ДВ) в стехиометрической метан-воздушной смеси. Разработана двухстадийная модель кинетики детонационного горения метана в кислороде и воздухе. При этом полагалось, что во время индукционной стадии молекулы метана полностью разлагаются. Брутто-реакция разложения выбрана таким образом, чтобы ее тепловой эффект был существенно меньше величины, соответствующей точке Чепмена—Жуге. Предложенная модель кинетики детонационного горения метана имеет высокую точность и согласована со вторым началом термодинамики.

Были численно изучены изменения в установившейся структуре самоподдерживающейся ДВ и определен размер детонационной ячейки стехиометрической метан-воздушной смеси, равный  $33 \pm 3$  см, что хорошо согласу-



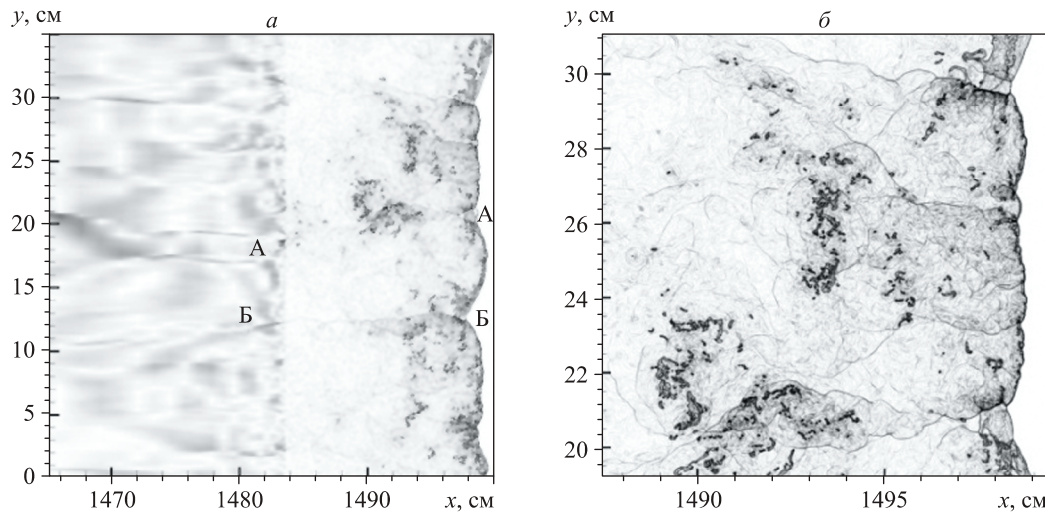
**Рис. 45.** Интенсивность горения (в первом окне) и относительное изменение давления в канале (длительность импульса  $< 1$  с):

*а* — диффузионный режим горения; *б* — псевдоскачковый режим горения (режим теплового запирания).

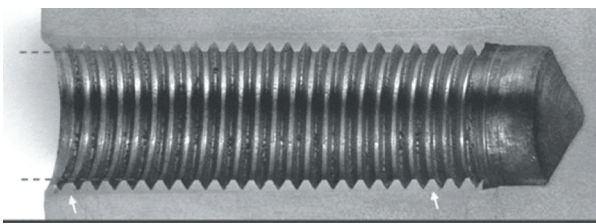
ется с экспериментом. В расчетах была получена нерегулярная ячеистая структура ДВ с основными ее особенностями, наблюдаемыми в эксперименте: хаотическое несогласованное движение основных поперечных волн; наличие вторичных поперечных волн на ведущем ударном фронте, и т. д. На рис. 46, *а* показана пара основных поперечных волн, формирующих детонационную ячейку (АА и ББ), где также видны многочисленные вторичные поперечные волны, составляющие иерархию уменьшающихся по размерам возмущений фронта ДВ. Тонкая ячеистая структура фронта одной из поперечных волн и многочисленные области несгоревшей смеси показаны на рис. 46, *б*.

В том же Институте были разработаны эмульсионные ВВ (ЭмВВ) на основе высокодисперсной эмульсии со скоростью детонации от 2 до 3,5 км/с и с высокой детонационной способностью.

Показано, что низкоскоростные ЭмВВ с успехом могут заменить тротилсодержащие



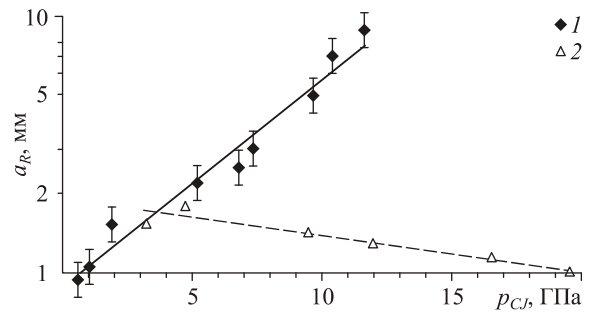
**Рис. 46.** Численная шлирен-визуализация структуры ДВ в канале  $H = 35$  см при  $x_{\text{фронта}} = 1500$  см (а) и увеличенная область течения близки верхней стенки канала (б).



**Рис. 47.** «Взрывное» восстановление изношенной резьбы  $M20 \times 2,5$  мм в «глухом» отверстии на длине 60 мм при помощи эмульсионного ВВ.

ВВ при обработке металлов взрывом, обеспечивая и безопасность ведения работ, а в ряде случаев и более совершенную и эффективную взрывную технологию, например, для восстановления изношенной резьбы (рис. 47).

В широком диапазоне плотностей исследованы их детонационные характеристики: обнаружена слабая зависимость скорости детонации от диаметра заряда; зарегистрированы



**Рис. 48.** Влияние давления детонации на ширину зоны реакции для эмульсионного ВВ (1) и гексогена (2).

U-образная зависимость критического диаметра для заряда без оболочки и монотонно растущая зависимость для заряда в «прочной» оболочке. Показано, что ЭМВВ детонируют в соответствии с классической ЗНД-моделью, но в отличие от мономолекулярных ВВ время и ширина зоны реакции ЭМВВ монотонно растут при увеличении плотности ВВ (рис. 48).

**Программа Ш.19.7. Гидродинамика высокоскоростных нестационарных процессов в однородных, многокомпонентных и многофазных средах (динамика состояний, фазовые и структурные изменения при высоких плотностях энергии) (координатор докт. физ.-мат. наук В. К. Кедринский)**

В Институте гидродинамики им. М. А. Лаврентьева ведутся исследования по экспериментальному и численному моделированию дина-

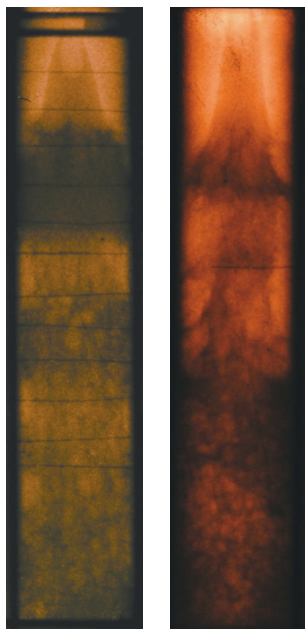
мики структуры кавитирующего потока магмы за фронтом волн декомпрессии. В экспериментах на гидродинамических ударных трубах

(УТ), выполненных методом последовательно-го «ударная волна — волна декомпрессии» нагружения жидкого образца, впервые обнаружено формирование в вертикальном потоке серии дискретных интенсивно кавитирующих зон с чередованием низкой и высокой плотностей газовой фазы (рис. 49, а), указывающее на вероятность того, что дискретность выбросов заложена в самом потоке магмы.

Предложена физическая модель формирования дискретной структуры извержения вулканов, основанная на обнаруженном в результате численного анализа эффекте формирования аномальной зоны со скачками массовой скорости и основных характеристик, на порядки величин превышающими их значения вне зоны. Показано, что отрыв аномальной зоны от основного потока, его фрагментизация и извержение приводят к образованию новой свободной поверхности у оставшейся части столба магмы, в окрестности которой достаточно быстро восстанавливаются волновая картина и аномальная зона насыщения, в которой вновь формируются упомянутые скачки характери-

стик потока — система восстанавливает свою способность к «извержению» очередного газо-капельного облака.

В том же Институте были исследованы способы получения перспективных материалов с использованием метода SPS на вакуумной установке Labox 1575 (SinterLandInc., Japan). Обнаружено, что быстрый нагрев образцов в проводящих матрицах, импульсный характер тока и отсутствие необходимости длительной выдержки позволяют сохранить размер зерна в материале на наноуровне (рис. 50). Получены высокоплотные материалы на основе меди с равномерно распределенными упрочняющими частицами, а также карбиды SiC, B<sub>4</sub>C и твердые сплавы на основе карбида вольфрама с минимальным количеством кобальтовой связки. На примере синтеза AlTi<sub>3</sub> из стехиометрической смеси компонентов методом SPS впервые проведено реакционное спекание и исследование высокоплотных интерметаллидов, перспективных для использования в авиационной технике.



**Рис. 49.** Два примера импульсных рентгенограмм (вспышка 70 нс) дискретной структуры вертикального кавитирующего потока в канале, при  $t = 3$  мс.



**Рис. 50.** Нагрев образца, спекаемого в установке Labox 1575.

### Программа Ш.19.8. Плазмо- и электрохимические методы переработки углеводородного и минерального сырья (координатор член-корр. РАН М. Р. Предтеченский)

В Институте теплофизики им. С. С. Кутеладзе проведен цикл работ по пароплазменной газификации углей на поверхности расплава. Продемонстрирована возможность реализации высокоэффективного процесса газификации углей с использованием оригинального плазмотрона с расплавымыми электродами мощностью 0,5 МВт (рис. 50). Выполнено экспериментальное исследование зависимости скорости процесса газификации угля от температуры, а также типа и дисперсности твердого топлива.

Показано, что с увеличением температуры скорость газификации возрастает. Максимальная скорость процесса зарегистрирована при температуре 1450 °С для бурого угля. При пониженных температурах скорость процесса газификации существенно падает. Имеет место накопление угля на поверхности расплава. Это существенно для антрацита, характеризуемого высокой температурой плавления золы. При газификации антрацита, как и при газификации бурого угля с ростом температуры процесса выход водорода и СО увеличивается и при максимальной температуре приближается к

расчетному. При снижении температуры газификации концентрация водорода в синтез-газе снижается на большую величину для бурого угля, чем для антрацита.

При использовании мелкой фракции скорость газификации при той же температуре возрастает. С уменьшением размера фракции наблюдалось увеличение выхода водорода. Этот эффект существенно проявляется для антрацита. Размер фракций для бурого угля не существен. При более низких температурах наблюдается незначительное увеличение выхода водорода.

В целом результаты исследований показали, что с позиций производительности и состава газов реализация процесса газификации на поверхности расплава обладает принципиальными преимуществами.

В том же Институте проведены масс-спектрометрические исследования формирования композитных нанокластеров при лазерной абляции сульфида цинка, допированного кобальтом, с целью выявления возможности и условий контролируемого лазерного синтеза полупроводниковых наноструктур с магнитны-

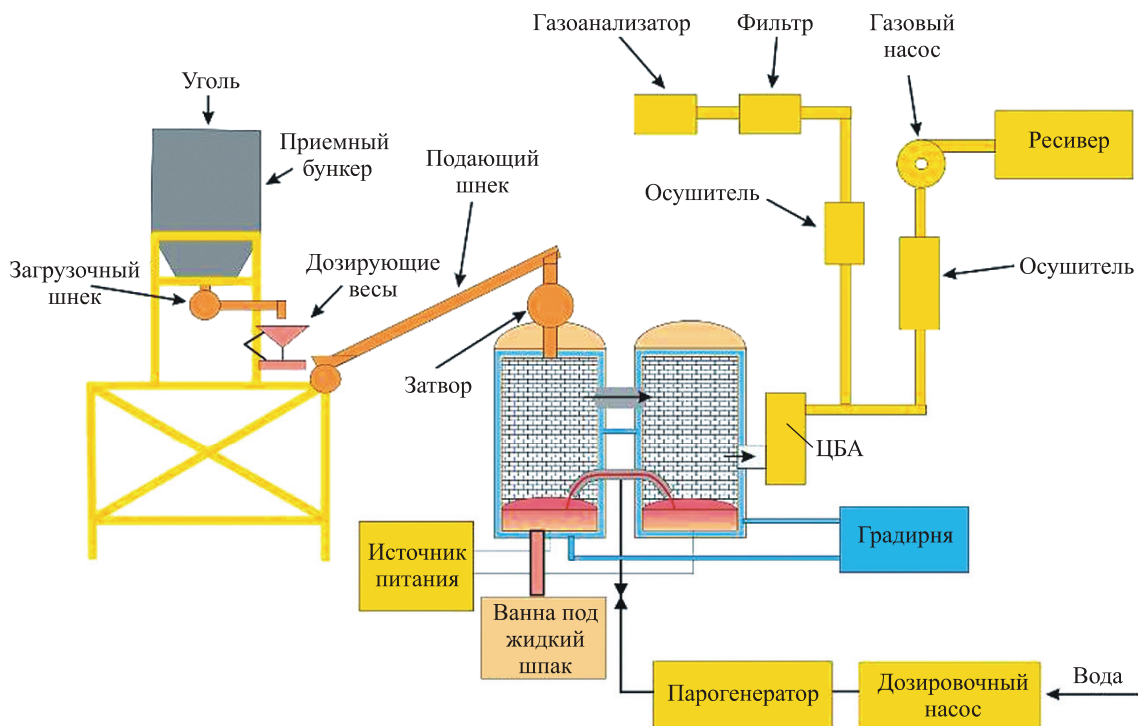
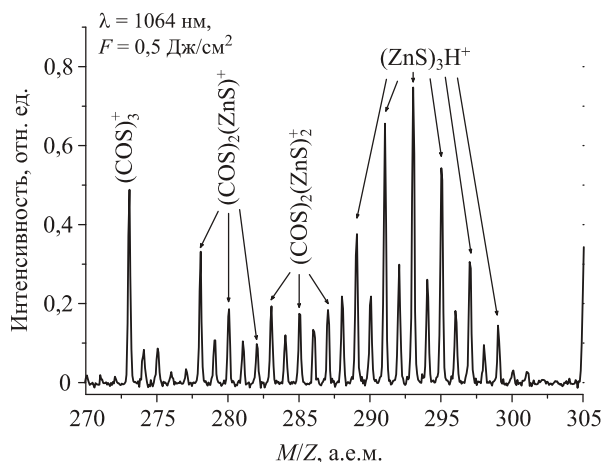
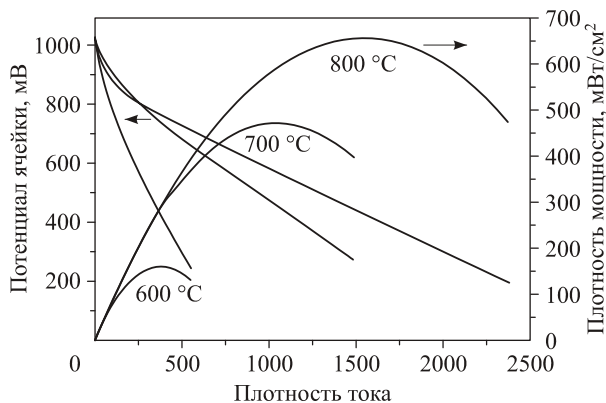


Рис. 51. Схема проведения экспериментов по газификации угля.

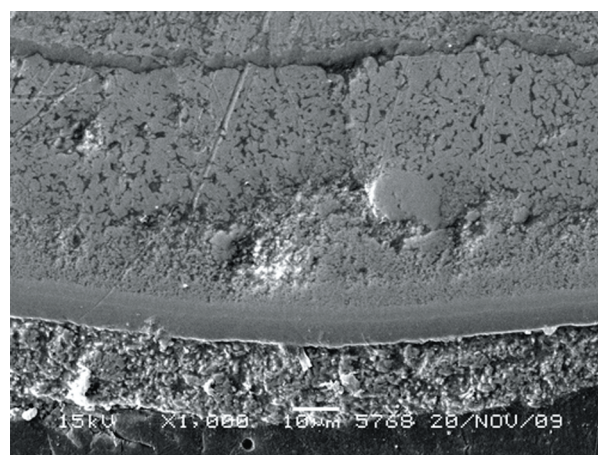


**Рис. 52.** Масс-спектр положительно заряженных нанокластеров семейства  $(\text{CoS})_3 - m(\text{ZnS})_m^+$  ( $m = 0-3$ ) в продуктах лазерной абляции мишени ZnS, допированной кобальтом. Стрелками показаны основные пики изотопных распределений для кластеров каждого состава.

ми свойствами. Получены данные о размере и составе нейтральных и заряженных нанокластеров, формирующихся в продуктах абляции мишени ZnS—Co. Найдены условия облучения, когда в плазме имеет место эффективное замещение атомов цинка в нанокластере атомами кобальта вплоть до полного замещения для случая малых кластеров (рис. 52). Методом лазерного напыления синтезированы наноструктурные пленки ZnS—Co с размером структур 3 нм и степенью допирования кобальтом до 10 %. Результат является принципиально важным с точки зрения синтеза полупроводниковых наноструктур с сильными магнитными свойствами.



**Рис. 54.** Вольт-амперные характеристики топливного элемента с катодом LSM/LSM—ScCeSZ, с тонким слоем YSZ и анодом Ni/YSZ на пористой подложке из деформационно-упрочненного Ni—Al-сплавов.



**Рис. 53.** Вид сечения топливного элемента на металлической подложке (СЭМ JSM-6460 LV Jeol).

В том же Институте разработана методика синтеза пленочных твердооксидных электролитов на пористом металлическом носителе. Одна из современных концепций дизайна среднетемпературных твердооксидных топливных элементов с рабочими температурами менее 800 °С — создание топливного элемента с пленочным электролитом на основе подложек из пористого металлического носителя, что позволяет обеспечить высокую технологичность процесса изготовления ячейки топливного элемента и последующей интеграции этих ячеек в модуль. Металлическая пористая матрица позволяет снизить напряжения в многослойной структуре ТОТЭ за счет высокой пластичности металлического носителя и повысить ресурс топливного элемента.

Разработана методика формирования пленочных электролитов толщиной менее 10 мкм на пористом металлическом носителе с использованием метода химического осаждения из газовой фазы металлоорганических комплексов (на пористом деформационно-уплотненном сплаве Ni—Al находится мембрана из диоксида циркония толщиной ~10 мкм, рис. 53).

Изготовлены образцы топливных ячеек с металлическим носителем и изучены их свойства. Результаты измерений вольт-амперных и мощностных характеристик показали, что в топливной ячейке с металлическим носителем из-за высокой открытой пористости металла отсутствуют диффузионные ограничения в аноде (рис. 54). Это имеет принципиальное значение при работе в области пониженных температур на углеводородном топливе (метан, природный газ).



### Программа Ш.19.9. Неравновесные процессы в потоках разреженного газа и плазмы при синтезе наноструктур (координатор акад. А. К. Ребров)

В Институте теплофизики им. С. С. Кутаева получены первые результаты экспериментального исследования осаждения алмазоподобной пленки из высокоскоростного потока смеси водорода и метана, активированной в высокотемпературном канале. Работа основана на идее активации газа-предшественника методом нагретой каталитической поверхности с осаждением активированных компонентов на поверхности подложки.

Исследования синтеза наноструктурных образцов материалов с использованием разработанного и созданного реактора с активатором в виде плотной вольфрамовой спирали, расположенной в цилиндрическом канале, были проведены в два этапа. На первом этапе при малых расходах были синтезированы аморфные и микрокристаллические пленки с преимущественным содержанием SP2-модификаций углерода. На втором этапе при расходах  $25 \text{ нсм}^3/\text{с}$  водорода и 1 % метана впервые синтезированы алмазные и алмазоподобные пленки с наполнением пучками гексагональных структур длиной порядка 1 мкм с характерным размером поперечного сечения 50—100 нм (рис. 55, а), которые по показаниям рентгеновской дифракции можно отнести к образованиям лонсдейлита. По данным сканирующей электронной микроскопии, пленки содержат алмазные кристаллы тетрагональной структуры (рис. 55, б).

Спектр комбинационного рассеяния света с ультрафиолетовым возбуждением обнаружи-

вает алмазный пик на частоте  $1336 \text{ см}^{-1}$ . При возбуждении видимым излучением (рис. 56), кроме алмазного пика на частоте  $1336 \text{ см}^{-1}$  четко обозначается «мягкий» пик  $1143 \text{ см}^{-1}$ , который может быть объяснен присутствием лонсдейлита.

В спектре рентгеновской дифракции (рис. 57) пик под углом  $42^\circ$  принадлежит лонсдейлиту, второй пик под углом  $58^\circ$  принадлежит молибдену от подложки.

Случаи получения гексагональных структур в углеродных пленках и синтеза лонсдейлита при низком давлении в лабораторных условиях неизвестны. Этот минерал встречается в кратерах от метеоритов. В лабораториях получают композит алмаз — лонсдейлит при давлениях 2—15 ГПа и температурах 1100—1600 К.

В том же Институте проведено комплексное исследование времяпролетных (ВП) распределений при импульсной лазерной абляции в вакуум. Выполнены эксперименты по абляции графита наносекундными импульсами умеренной интенсивности ( $0,5\text{—}2 \text{ Дж}/\text{см}^2$ ). Проведено прямое статистическое моделирование методом Монте-Карло импульсного испарения в вакуум, комбинированное с расчетами в твердом теле на основе тепловой модели. Обнаружено, что средняя кинетическая энергия частиц (атомов, молекул, малых кластеров) во ВП-распределении вдоль нормали к поверхности испарения может в несколько раз превышать энергию частиц при испарении. На основе анализа данных по абляции графита и нио-

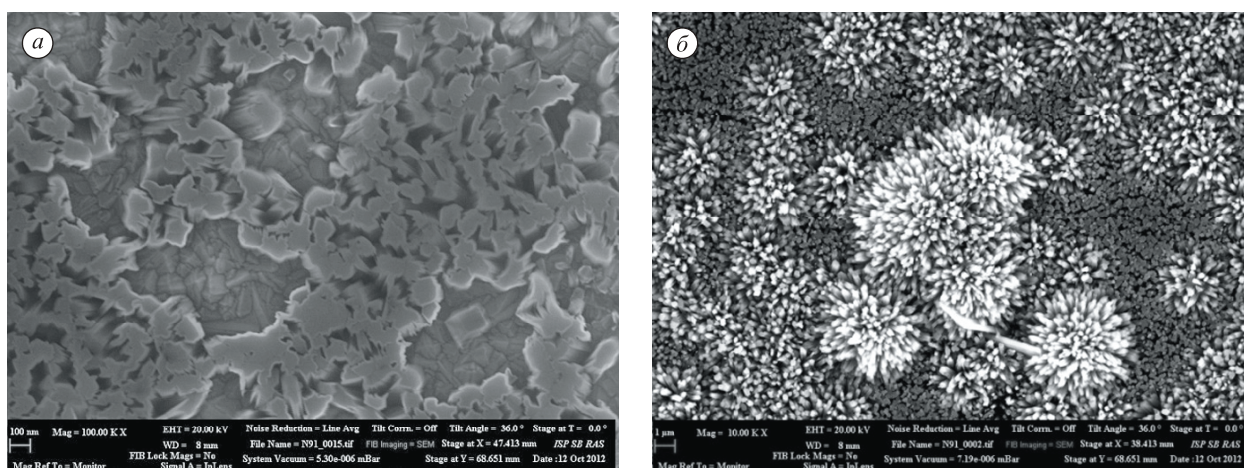


Рис. 55. Морфология пленки со сканирующего электронного микроскопа.

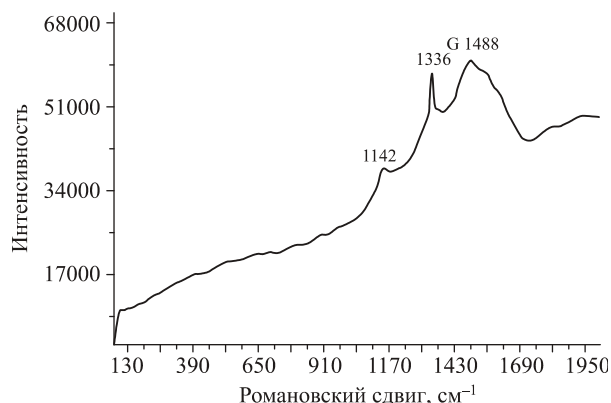


Рис. 56. Спектр комбинационного рассеяния пленки.

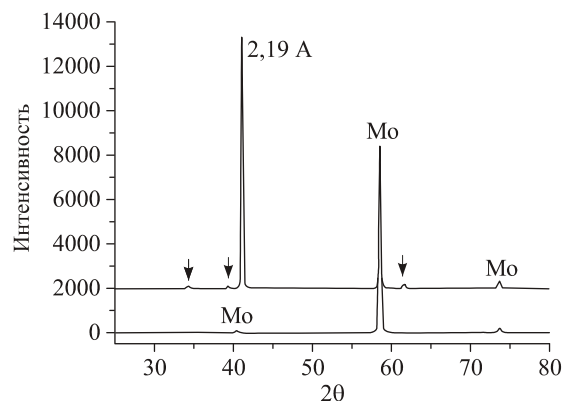


Рис. 57. Спектр рентгеновской дифракции.

бия получены экспериментальные доказательства данного эффекта.

Обнаружено, что для большого размера пятна испарения кинетическая энергия во ВП-распределении практически не зависит от относительной начальной толщины облака. Получены зависимости энергии во ВП-распределении от числа испаренных монослоев, которые позволяют оценивать температуру облучаемой поверхности из ВП-распределения (рис. 58). Впервые показано, что наблюдаемые ранее во многих экспериментах сверхтепловые кинетические энергии могут быть объяснены только газодинамическими процессами. Полученные результаты могут быть использованы для определения температуры облучаемой лазером поверхности из ВП-распределений при оптимизации технологических процессов, основанных на импульсной лазерной абляции,

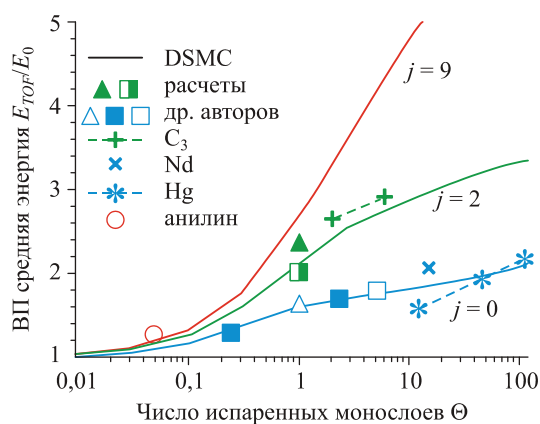
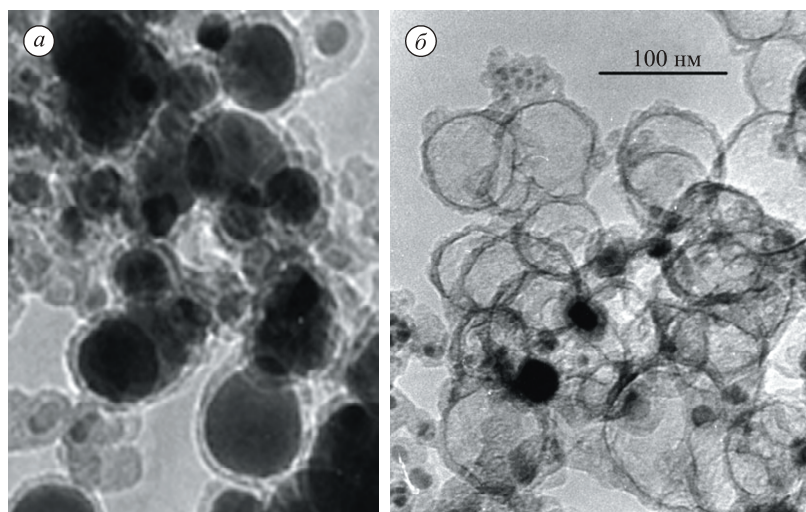


Рис. 58. Зависимость средней кинетической энергии во ВП-распределении на нормали к поверхности от числа испаренных монослоев для числа внутренних степеней свободы  $j = 0, 2, 9$ .

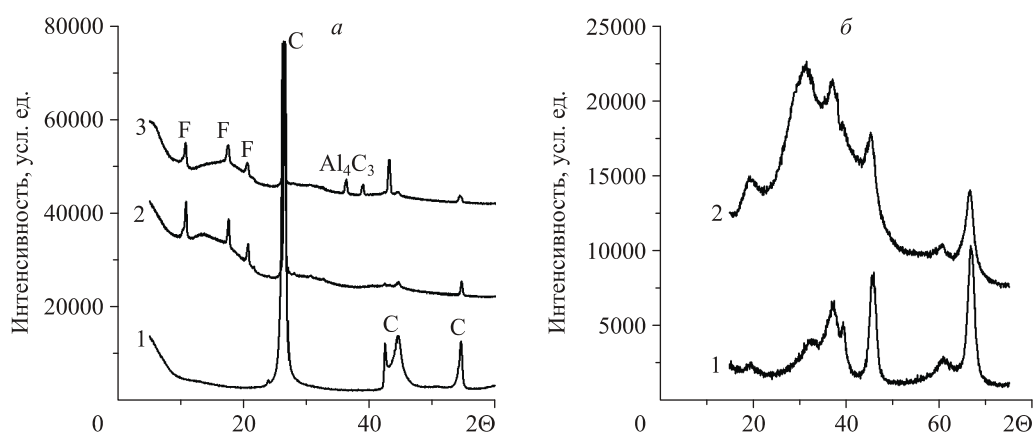
таких как осаждение тонких пленок, структурирование поверхности, синтез наночастиц.

В том же Институте разработанный ранее плазменно-дуговой метод синтеза наночастиц расширен на синтез твердых растворов металлов, оксидов и карбидов. Плазменно-дуговое распыление композиционного графит-металла либо графит-химического соединения в среде буферного инертного газа позволяет синтезировать наночастицы соединений, входящих в состав распыляемого электрода, а также соединения, содержащие углерод в результате охлаждения продуктов распыления при диффузии в буферном газе. При синтезе наночастиц серебра и меди формируется материал, представляющий собой наночастицы металла, окруженные углеродной оболочкой. Оказалось, что при обработке в кислотах металл растворяется, а углеродная оболочка сохраняет свою сферическую полость, формируя полые углеродные оболочки. На рис. 59, а представлена фотография просвечивающего электронного микроскопа исходного материала, а на рис. 59, б — после обработки в азотной кислоте.

При распылении алюминий-графитового электрода в процессе плазмохимических реакций и последующего охлаждения формируется карбид алюминия. На рис. 60, а представлены рентгенограммы: 1 — графит; 2 — распыленный графит (пики в левой части от основного графитового пика соответствуют фуллеренам; 3 — пики в правой части соответствуют карбиду алюминия. Отжиг материала в кислородсодержащей атмосфере при температурах выше  $700\text{ }^{\circ}\text{C}$  приводит к формированию  $\gamma$ -оксида алюминия (рис. 60, б). Там же приведено сопоставление с эталонным спектром  $\gamma$ -оксида алюминия (2).



**Рис. 59.** Фотография наночастиц металла, окруженных углеродной оболочкой, до (а) и после (б) обработки в кислоте.



**Рис. 60.** Рентгенограммы материалов, получаемых при распылении алюминий-графитового электрода в процессе плазмохимических реакций (а) и  $\gamma$ -оксида алюминия, полученного в результате отжига материала в кислородсодержащей атмосфере (б).