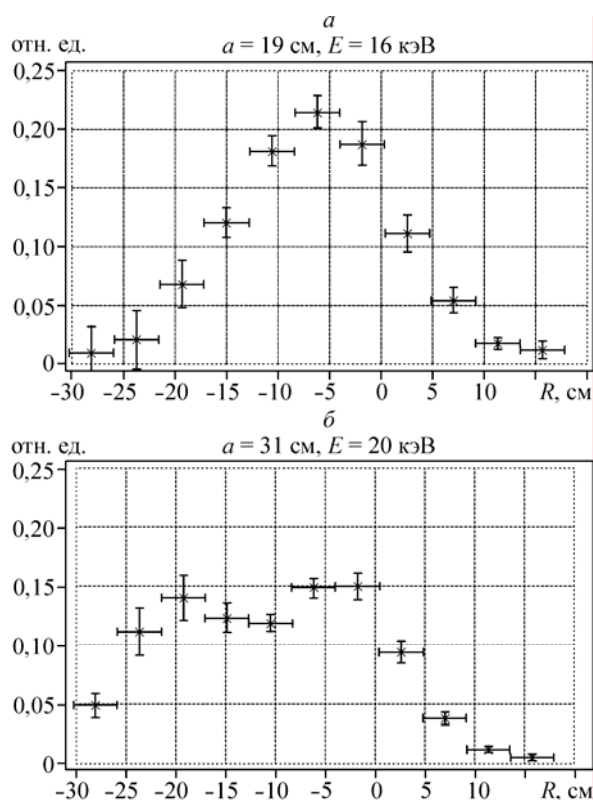


## ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЕ НАУКИ

В Институте ядерной физики им. Г. И. Будкера проведено исследование радиального распределения быстрых ионов в районе точки остановки, где их плотность максимальна. По результатам MSE-диагностики построен профиль  $\beta$ , методом искусственной мишени измерен радиальный профиль плотности быстрых ионов, при помощи сцинтилляционного детектора исследован профиль интенсивности термоядерных реакций. Ширина на полувысоте радиального распределения быстрых ионов, оцениваемая по полученным результатам, составляет 12—14 см, что лишь незначительно превышает ларморовский диаметр быстрого дейтона средней энергии. Профили потока атомов перезарядки при энергии 13—16 кэВ имеют ширину 16—19 см (рис. 1, а), при энергии  $\sim 20$  эВ (энергия инжекции) — 30 см (рис. 1, б) и соответствуют захвату пучков нагревных инжекторов. Данное расхождение не может быть объяснено потерями быстрых ионов. Таким образом показано, что формирование относительно узкого радиального дрейфа.



**Рис. 1.** Профили потока атомов перезарядки в зависимости от энергии.

$a$  — ширина профиля потока атомов;  $E$  — энергия инжекции.

Коллективом молодых сотрудников того же института в рамках проекта «Изучение физики заряженных и нейтральных каонов с детектором КМД-2 на коллайдере ВЭПП-2М» изучалось сечение рождения пары заряженных каонов в области энергий  $\phi$ -мезона ( $\sim 1,02$  ГэВ в системе центра масс) и выше  $\phi$ -мезона (от 1,04 до 1,38 ГэВ в системе центра масс). Измерялись массы нейтрального каона. При измерении сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow K^+K^-$  разработана методика определения «комбинированной» эффективности реконструкции треков и поправок на потерю каонов из-за распадов на лету и ядерные взаимодействия. Создана универсальная процедура моделирования логики заряженного триггера детектора КМД-2. Применение данных разработок к анализу экспериментальных данных позволило измерить сечение рождения пары заряженных каонов в области энергий  $\phi$ -мезона с рекордной на сегодняшний день систематической ошибкой 3%. На рис. 2 показана зависимость сечения рождения пары заряженных каонов от энергии в диапазоне 1,01—1,034 ГэВ в системе центра масс. Аппроксимация этой зависимости теоретической функцией позволила определить параметры  $\phi$ -резонанса, которые на сегодняшний день являются более точными.

При измерении сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  в области энергий 1,04—1,38 ГэВ разработана методика выделения событий с парами заряженных каонов по величине ионизационных потерь треков в дрейфовой камере. Для определения числа событий в диапазоне энергий вблизи 1,38 ГэВ, где заряженные каоны по

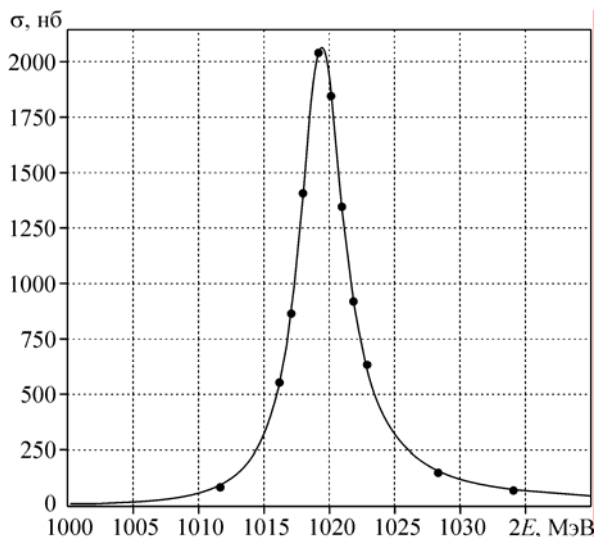


Рис. 2. Зависимость сечения рождения пары заряженных каонов от энергии.

величине ионизационных потерь уже не выделяются, для разделения событий использована аппроксимация импульсного спектра частиц в коллинеарных событиях. Совместное применение этих двух методик позволило измерить сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$  в области энергий 1,04—1,38 ГэВ с рекордно малой систематической ошибкой — 8 %.

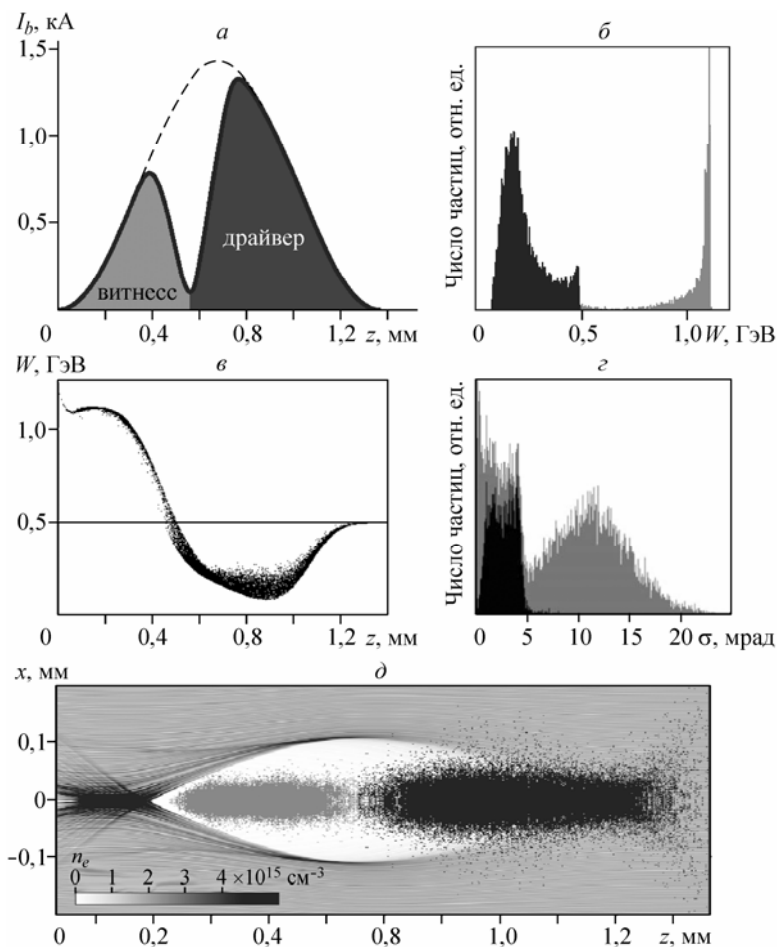


Рис. 3. Моделирование возможной экспериментальной реализации эффективного режима.

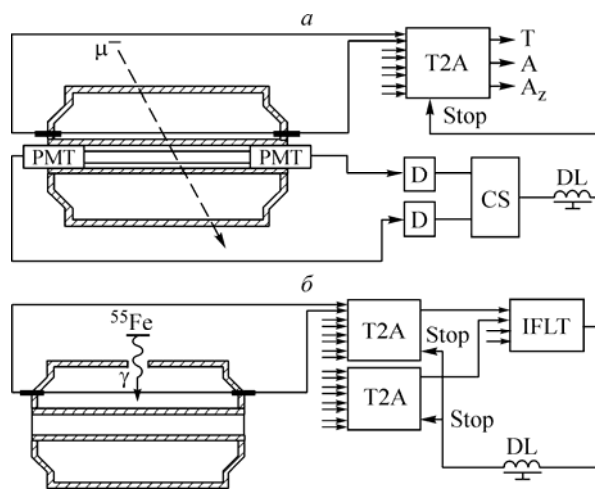
*a* — распределение тока пучка по длине перед входом в плазму (штриховая линия показывает профиль тока в отсутствие коллиматора); *б* — конечный энергетический спектр пучка; *в* — изображение пучка на плоскости энергия—продольная координата на выходе из плазмы; *г* — угловое распределение пучка на выходе из плазмы (более темным показаны ускоренные частицы); *д* — структура кильватерной волны (градации серого) и форма пучка (точки) в середине плазменной секции.

Для измерения массы нейтрального каона разработана и применена в анализе принципиально новая методика, позволяющая полностью учесть кинематику событий распада нейтрального каона на пару заряженных пионов. Это привело к уменьшению статистической ошибки в определении массы, а тщательно проведенный анализ вкладов в систематическую ошибку позволил значительно ее снизить. В итоге достигнута рекордная точность в определении массы нейтрального каона.

В том же институте проведено теоретическое и экспериментальное исследование рекуперации (т. е. замедление обработанного электронного пучка) в ускорителе-рециркуляторе с высокочастотной ускоряющей системой — лазера на свободных электронах Сибирского центра фотохимических исследований. В результате проведенной оптимизации процесса рекуперации удалось уменьшить потери пучка до уровня, который позволил повысить средний ток до 20 мА. Поскольку основные потери пучка происходят при низкой энергии, они не представляют большой опасности при текущем режиме работы установки, однако дальнейшее увеличение среднего тока потребует дополнительного снижения этих потерь.

Такое уменьшение потерь может быть достигнуто как внесением изменений в конструкцию отдельных частей установки, так и более точным расчетом режима работы. К конструктивным решениям можно отнести установку дополнительных элементов магнитной системы вблизи поглотителя, которые позволят уменьшить «высыпание пучка» на стенки вакуумной камеры в данном месте. Также рассматривается возможность модификации самой вакуумной камеры и введение дополнительного охлаждения.

Молодыми сотрудниками того же института завершено создание программы LCODE, позволяющей исследовать долговременную динамику пучка и плазмы в кильватерном ускорителе. Введен и исследован поток энергии в сопутствующем окне как мера энергообмена пучков и плазмы. Исследована реакция плазмы на пучок в сильно нелинейном blowout-режиме. Идентифицированы и описаны основные суб-режимы взаимодействия, построена аналитическая модель поведения плазмы в blowout-режиме с сильным драйвером. Обнаружен и исследован эффективный режим кильватерного ускорения, позволяющий иметь высокий КПД энергообмена, высокий темп ускорения и малый энергетический разброс ускоряемого пучка одновременно (рис. 3). Проведено физическое обоснование эксперимента по демонстрации эффективного режима ускорения на инжекционном комплексе ВЭПП-5.



**Рис. 4.** Схемы экспериментов с прототипом трековой системы: *а* — для измерений с космическими частицами, *б* — для измерений с изотопом  $^{55}\text{Fe}$ .

PMT — фотоэлектронные умножители, D — дискриминаторы, CS — схема совпадений, DL — линия задержки, IFLT — интерфейс первичного триггера, T2A — оцифровывающая плата,  $\mu^-$  — мезоны,  $\gamma$  — квант.

В том же институте изучалась трековая система детектора СНД для экспериментов на ВЭПП-2000. Проведены измерения с полноразмерным прототипом трековой системы, записано около 0,7 млн событий с космическими частицами и более миллиона событий от радиоактивных изотопов. Схемы экспериментов измерений для обоих типов частиц показаны на рис. 4. Результаты измерения основных параметров системы оказались близки к проектным значениям. Отличие измеренных и расчетных значений коэффициента газового усиления в разных слоях дрейфовой ячейки не превышает 5 %, что подтверждает высокую точность расчета электрических полей и газового усиления.

При измерении счетной характеристики прототипа обнаружено резкое возрастание интенсивности шумовых срабатываний при близком к рабочему напряжении на камере. Как показано в измерениях на

специальной модели, причиной такого поведения является низкое качество поверхности полеформирующей проволоки, что приводит к шумовой электронной эмиссии. Для устранения обнаруженного эффекта исследованы параметры доступных образцов проволоки, выбран оптимальный вариант и выполнен ремонт прототипа с полной заменой проволочной структуры.

В Институте физики им. Л. В. Киренского исследованы транспортные характеристики композитов  $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7 + Y_3Fe_5O_{12}$  с различным объемным соотношением исходных ингредиентов, моделирующие сеть джозефсоновских переходов S—F—S, где S — сверхпроводник, F — ферромагнетик. Обнаружено, что ниже температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$  температурные зависимости электросопротивления  $\rho(T)$  делятся на два участка температурой  $T_m$ . Ниже  $T_m$  вольт-амперные характеристики композитов нелинейны, а в диапазоне  $T_c \div T_m$   $\rho(T)$  не зависят от величины транспортного тока  $j$  и магнитного поля  $H$ . Такой вид зависимостей  $\rho(T, j)$   $\rho(T, H)$  объяснен обменным взаимодействием спинов носителей сверхтока с нескомпенсированными магнитными моментами Fe при их туннелировании через диэлектрическую прослойку композитов. Это вызывает необычно сильное редуцирование транспортных сверхпроводящих свойств всего композита при неизменной температуре сверхпроводящего перехода гранул высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП).

Синтезирована ВТСП-керамика состава  $Bi_{1,8}Pb_{0,3}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$  низкой плотности. Температура начала перехода в сверхпроводящее состояние составляет  $\sim 113$  К, температура исчезновения сопротивления ( $R = 0$ )  $\sim 107$  К. Установлено, что роль межгранульных границ для транспортного тока в висмутовом ВТСП низкой плотности пренебрежимо мала. Обнаружено увеличение диамагнитного отклика пористого ВТСП по сравнению с ВТСП высокой плотности (рис. 5). Это указывает на существенное возрастание плотности критического тока (более чем в два раза) и, как следствие, силы пиннинга в пористом ВТСП, что, может быть, связано с фрактальной структурой кластеров в пористом ВТСП.

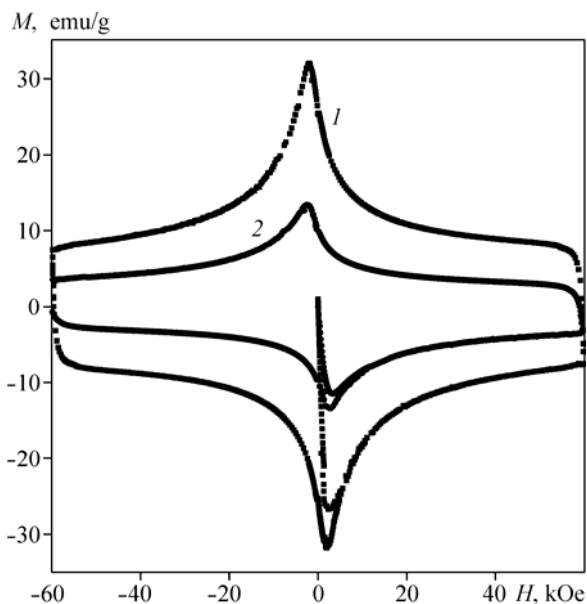


Рис. 5. Зависимости  $M(H)$  образцов  $Bi_{1,8}Pb_{0,3}Sr_2Ca_2Cu_3O_x$  с микроструктурой Вi-пены (1) и Вi-поликристалла высокой плотности (2).

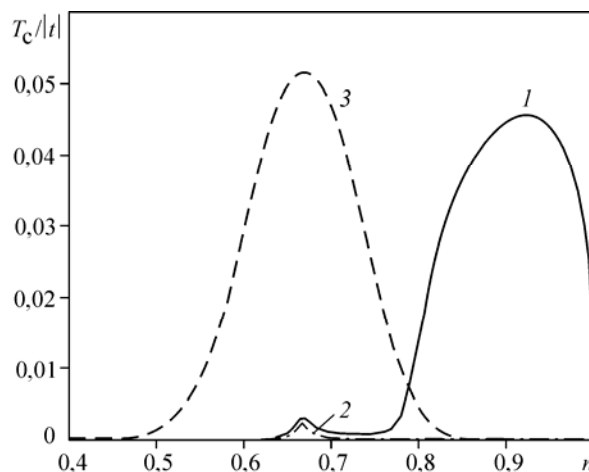


Рис. 6. Результат самосогласованного численного расчета концентрационной зависимости температуры сверхпроводящего перехода для  $t$ — $J^*$ -модели в приближении ближайших соседей (1), для  $t$ — $J^*$ -модели без учета спиновых корреляторов (2) и для  $t$ — $J$ -модели (3).

В том же институте в результате проведенного исследования условий реализации сверхпроводящего спаривания при развитых спиновых и экситонных флуктуациях в сильно коррелированных системах показано, что учет сингулярного вклада в спектральную интенсивность для аномальной корреляционной функции приводит к выполнению правила сумм и снимает необоснованный запрет на реализацию симметрии S-типа параметра порядка в сверхпроводниках с сильными корреляциями. При этом реализуется ситуация, когда теоретическая зависимость критической температуры от степени допирования соответствует экспериментальной.

В рамках  $t$ — $J^*$ -модели рассмотрены ренормировки фермиевского спектра при учете трехцентровых взаимодействий  $H(3)$  и магнитных флуктуаций (МФ). Показано, что в приближении ближайших соседей одновременный учет  $H(3)$  и МФ приводит к возникновению новой особенности Ван-Хова, а в концентрационной зависимости температуры перехода в сверхпроводящую фазу с  $dx_2$ — $y_2$ -типом симметрии параметра порядка появляется дополнительный максимум в области малого допирования (рис. 6).

В Институте автоматики и электрометрии впервые исследованы флуктуации интенсивности ВКР-лазера. Показано, что флуктуации интенсивности в волне накачки, индуцированные биениями различных

продольных мод, полностью передаются в первую стоксовую компоненту и далее во вторую стоксовую компоненту ВКР-лазера. Как следствие, шумовые характеристики волоконного ВКР-лазера и, следовательно, рамановского усилителя полностью определяются шумовыми характеристиками иттербиевого лазера накачки (рис. 7). Построена аналитическая модель, которая описывает наблюдаемую картину. Показано, что относительный вклад флуктуаций, индуцированных накачкой, падает с ростом мощности накачки.

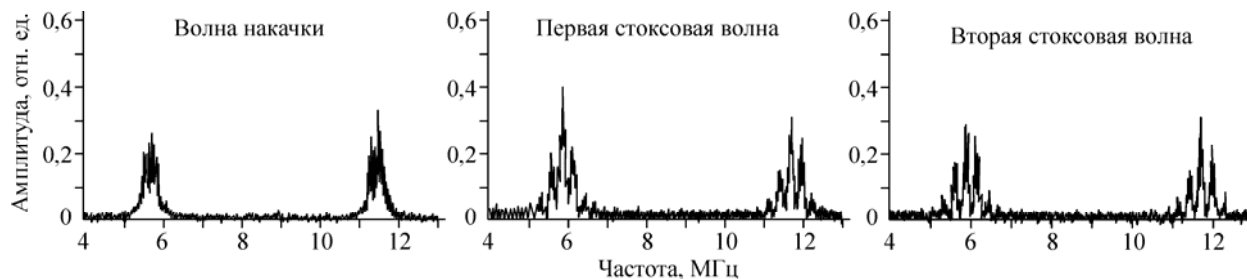


Рис. 7. Шумовые характеристики волоконного ВКР-лазера.

В том же институте изучена нелинейная динамика фазомодулированных диссипативных солитонов в волоконных и лазерных системах.

Развитие теории диссипативных солитонов — световых импульсов, распространяющихся в средах с комплексными нелинейностью и частотной дисперсией диэлектрической проницаемости, — открывает новые возможности в управлении формированием и распространением ультракоротких импульсов в волоконных и лазерных системах. На примере конкретных систем выявлена ключевая роль нелинейностей и дисперсий высоких порядков в возникновении таких явлений, реализующихся в лазерах с пассивной синхронизацией мод, как многоимпульсность, мультистабильность и мультигистерезисность, а также зависимость самостарта пассивной синхронизации мод от начальных условий лазерной генерации. Установлены и обобщены критерии на нелинейно-дисперсионные параметры, определяющие реализацию указанных особенностей лазерной генерации. Показано, что в случае квадратичной частотной дисперсии внутрирезонаторных элементов и нелинейных потерь и показателя преломления, пропорциональных интенсивности излучения, возникает обратная связь  $h$  (положительная или отрицательная), тип которой не зависит от параметров импульса, а определяется только параметрами лазерной системы.

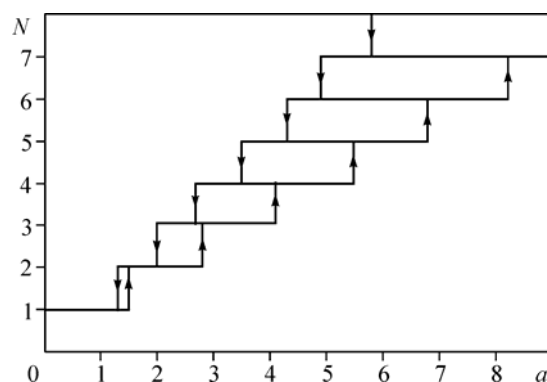


Рис. 8. Мультигистерезисная зависимость числа импульсов  $N$  в устанавливающемся режиме от накачки  $a$  при  $h < 0$ .

Численное моделирование пассивной синхронизации лазерных мод выводов, сделанных на основе аналитических расчетов, выполнено с использованием упрощенного модельного уравнения. На рис. 8 приведена зависимость числа импульсов  $N$  в устанавливающемся режиме от накачки  $a$ , полученная в численном эксперименте. Все импульсы в устанавливающемся режиме имеют одинаковую форму и амплитуду. Обнаруженные особенности аналогичны закономерностям, возникающим в лазерных системах с частотной дисперсией потерь высоких порядков. Отмечено, что явление многоимпульсной генерации, возникающее за счет частотной дисперсии показателя преломления четвертого порядка, обнаружено авторами работы ранее.

Итак, частотная дисперсия высоких порядков для показателя преломления внутрирезонаторных элементов в зависимости от ее знака может приводить к многоимпульсной генерации, мультигистерезисной зависимости числа импульсов в устанавливаемом режиме от накачки, мультистабильности (зависимости числа импульсов в устанавливаемом режиме от начальных условий) либо (при противоположном знаке частотной дисперсии) к генерации рациональной бистабильности, проявляющейся в пороговой зависимости самостарта пассивной синхронизации лазерных мод от интенсивности затравочного импульса в первоначальной шумовой картине внутрирезонаторного излучения.

В Институте физики полупроводников получены результаты экспериментальных исследований и математического моделирования для гетеросистемы: эпитаксиальный Si/GeSi/ Si (001). Рассмотрены случаи как ступенчатого изменения толщины слоя GeSi, так и постоянного градиента.

На основе анализа полученных данных можно утверждать, что наблюдаемый интерференционный контраст представляет собой трансляционный муар (рис. 9). Показано, что изменения интенсивности отраженного излучения на топограммах можно объяснить зависимостью углового положения максимума отражения от толщины разделительного слоя GeSi.

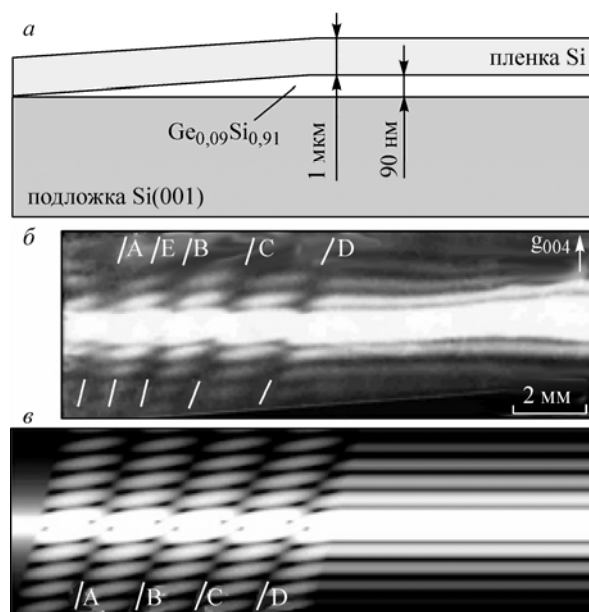


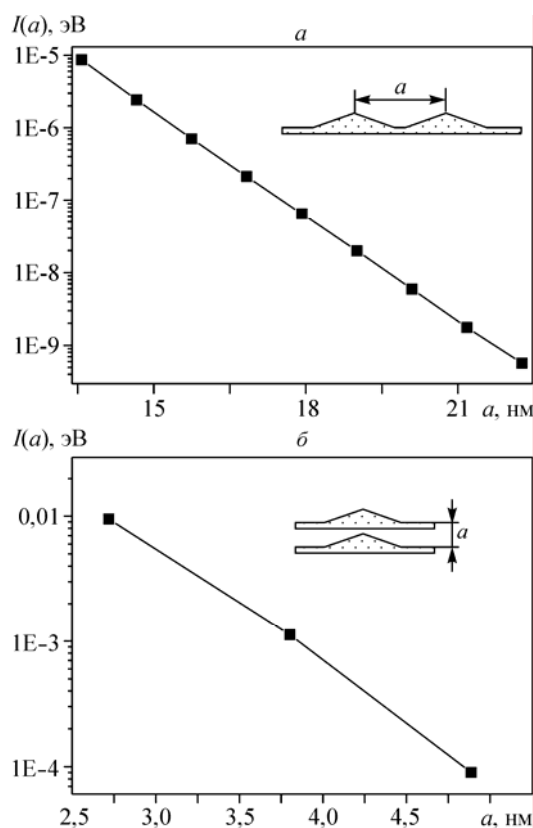
Рис. 9. Схема гетеросистемы Si/Ge<sub>0,09</sub>Si<sub>0,91</sub>/Si (001) (а); топограмма в сферической волне излучения (б) и соответствующее изображение (в).

Разработана математическая модель и представлены результаты моделирования топографических изображений. Полученные данные позволяют объяснить наблюдаемое экспериментально на топограммах взаимодействие полос равного наклона и интерференционных контуров.

В том же институте при изучении электронной структуры квантовых точек (КТ) Ge в кремнии методами компьютерного моделирования на основе анализа структуры волновых функций дырок в квантовой точке Ge сформулирована качественная модель слабо взаимодействующих подзон легких и тяжелых дырок. Построенная модель позволяет объяснить величины вкладов состояний тяжелых и легких дырок в локализованное состояние в Ge КТ и может быть использована для интерпретации магнитных свойств носителей в КТ (рис. 10).

С помощью метода сильной связи вычислены интегралы перекрытия волновых функций дырок в КТ, которые (вместе с полученными ранее энергетическими уровнями в изолированной КТ) определяют энергетический спектр в системах туннельно-связанных точек. Исследованы вероятности туннелирования между соседними КТ для разных направлений спина. Вероятность туннелирования с переворотом спина на два порядка меньше, чем без переворота. Получены радиусы локализации дырок в плотных массивах Ge квантовых точек в режиме андерсоновской локализации. Для реальных плотностей массивов КТ ( $\sim 3 \div 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) радиусы локализации составили  $2 \div 3$  нм. Эти результаты, в сочетании с экспериментальными данными по температурной зависимости проводимости, позволили сделать вывод, что процессы прыжкового переноса заряда в двумерных массивах КТ Ge/Si в значительной степени определяются многоэлектронными кулоновскими корреляциями. Предложена модель, описывающая

экспериментально наблюдаемую долговременную кинетику фотопроводимости в двумерном слое Ge квантовых точек, встроенном в кремний *p*-типа.



**Рис. 10.** Туннельно-связанные квантовые точки Ge в Si («искусственные молекулы») и зависимость интеграла перекрытия  $I$  основных состояний дырок от расстояния  $a$  между центрами Ge нанокластеров.

$a$  — для горизонтальной геометрии туннельной связи;  
 $b$  — для вертикальной геометрии связи. Высота квантовых точек 1,5 нм,  
 латеральный размер — 15 нм.

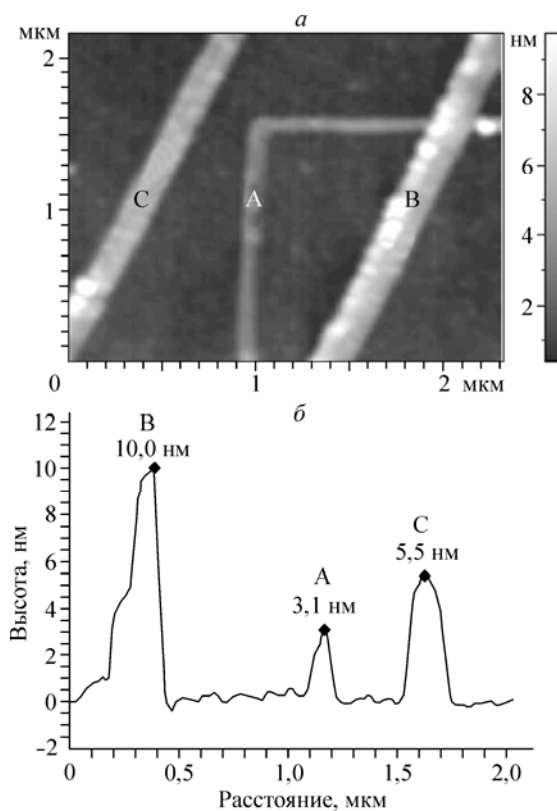
В том же институте проведено исследование физических закономерностей анодного окисления поверхности металлов и полупроводников с помощью проводящего зонда атомно-силового микроскопа для создания наноразмерных объектов.

На основе детального анализа физико-химических аспектов АСМ-литографии предложен метод одновременной механической модификации и анодного окисления поверхности при повышенных потенциалах: TINE&MEMO (Tip Induced NANOelectro&Mechanical Modification). Реализован метод одновременного приложения на иглу как механического, так и электрического напряжения. «Прямое процарапывание» поверхности иглой АСМ во время роста анодного оксида, с одной стороны, снимает естественный оксид с поверхности полупроводника, а с другой, позволяет снять механические напряжения в объеме анодного оксида.

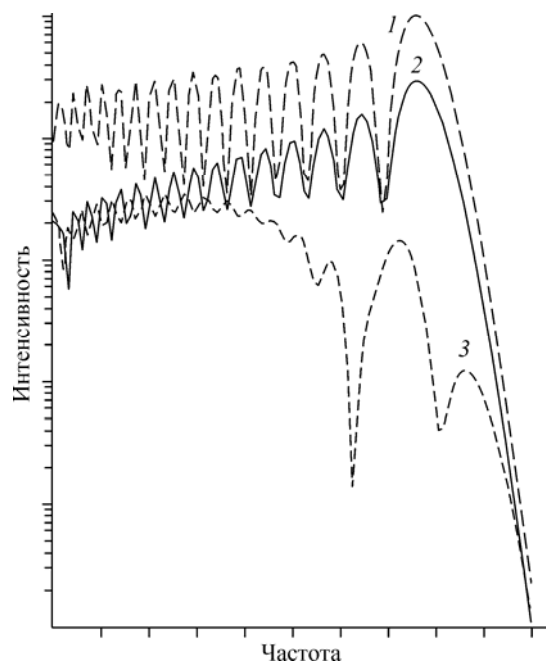
На рис. 11, *a* представлено АСМ-изображение поверхности GaAs с линиями локального анодного окисления при одинаковом анодном потенциале (10 В), но разных прижимных силах иглы к поверхности.

На основе детального анализа зависимости высоты линий локального окисления от времени приложения окисляющего напряжения к зонду были оптимизированы параметры для создания на поверхности металлов и полупроводников наноразмерных структур.

В Институте лазерной физики в результате экспериментальных и теоретических исследований микроструктурных и вытянутых волокон с помощью фемтосекундных лазеров показано, что степень уширения спектра в волокнах с перетяжкой определяется пиковой мощностью излучения. Это объясняется тем, что уширение спектров ультракоротких импульсов в волокнах с перетяжкой в первую очередь ассоциируется с набегом нелинейной фазы, который пропорционален мощности. На рис. 12 представлены результаты расчетов спектров последовательностей из 1000 импульсов с флуктуациями по интенсивности (импульсы гауссовы, длительность 30 фс, отношение длины волновода к нелинейной длине  $\xi = 10^2$ ; флуктуации  $\delta\xi$  имеют равномерное распределение в указанных интервалах).



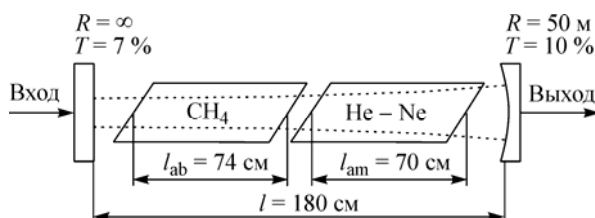
**Рис. 11.** АСМ-изображение поверхности GaAs с линиями локального анодного окисления при одинаковом анодном потенциале (10 В), но разных прижимных силах иглы к поверхности (а); разница линий в зависимости от режимов эксперимента (б).



**Рис. 12.** Результаты расчетов спектров последовательностей из 1000 импульсов с флуктуациями по интенсивности.  
1 — без флуктуаций; 2 —  $\delta\xi/\xi = 0,03$ ; 3 —  $\delta\xi/\xi = 0,1$ .

Как видно из рисунка, с ростом флуктуаций интенсивности амплитуды отдельных спектральных компонент падают. Этот факт связан с увеличением мощности шумовой составляющей спектра. Кроме того, хорошо видно, что с ростом амплитуды флуктуаций искажается и форма огибающей спектра. Таким

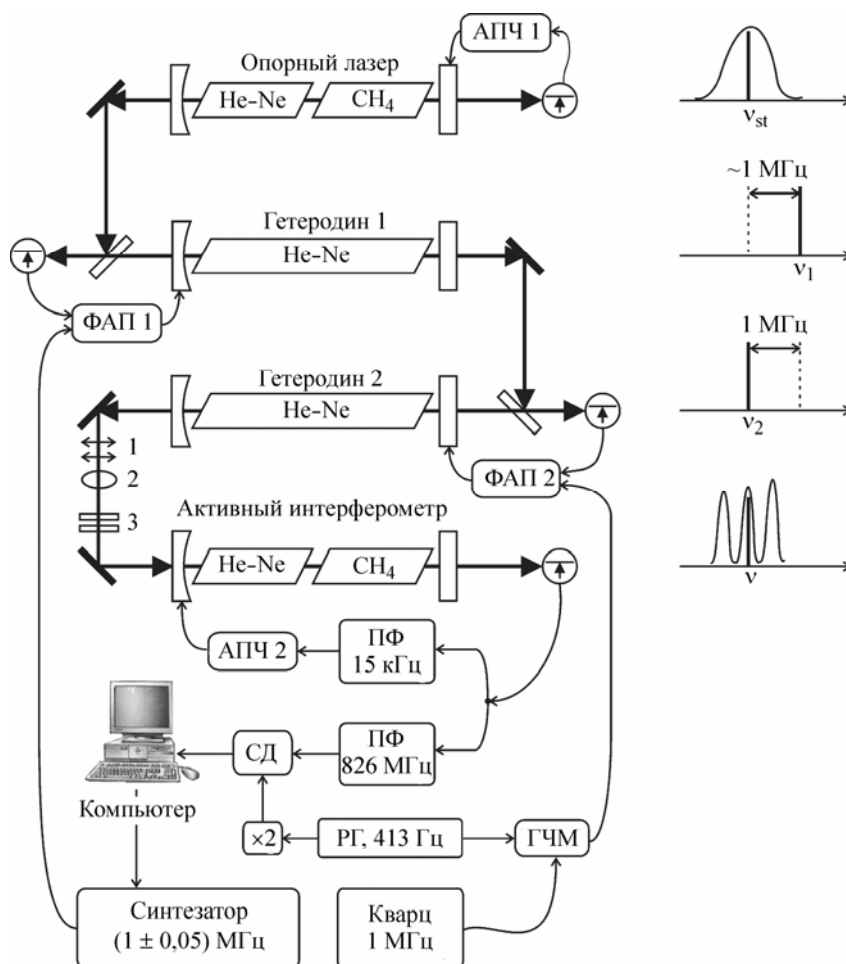




**Рис. 13.** Параметры активного интерферометра ( $l_{ab}$  — длина поглощающей ячейки;  $l_{am}$  — длина разрядного промежутка усилительной трубки).

образом, для получения достоверного спектра последовательности с высокой степенью уширения за счет нелинейных эффектов учет флуктуаций интенсивности очень важен.

Получена генерация в двухэлементной схеме резонатора с максимальной выходной мощностью  $P_{max} = 800$  мВт при поглощенной пороговой мощности  $P_{порог} = 1,1$  Вт. Впервые получен режим самосинхронизации мод на частоте межмодовых биений  $\nu_{меж} = 720$  МГц без введения в резонатор дополнительных элементов для компенсации дисперсии. Порог генерации по поглощенному излучению в трехзеркальной схеме составил  $P_{порог} = 0,6$  Вт. Максимальная выходная мощность сигнала достигала значения  $P_{max} = 1100$  мВт при 3 Вт накачки ( $\lambda_{pump} \sim 980$  нм) и коэффициенте пропускания выходного зеркала  $T = 3\%$ .



**Рис. 14.** Схема экспериментальной установки и положение частот лазеров:

1 — согласующая оптика; 2 — фарадеевский изолятор; 3 — калиброванные ослабители; ПФ — полосовой фильтр; СД — синхронный детектор; АПЧ — автоподстройка частоты; ФАП — фазовая автоподстройка частоты; РГ — радиочастотный генератор; ГЧМ — генератор частотно-модулированный.

В том же институте проведена оптимизация работы оригинальной схемы лазерного спектрометра на основе активного интерферометра (рис. 13), содержащего нелинейные усиливающую и поглощающую среды. Осуществлена регистрация компонентов сверхтонкой структуры  $F_2^{(2)}$ -линии метана с разрешающей способностью лучше 5 кГц, что в шесть раз меньше ограничения из-за пролетного уширения для представленной схемы.

Впервые выполнены экспериментальные исследования поведения амплитуды резонанса насыщения поглощения в мощности излучения лазера, прошедшего через активный интерферометр, содержащий нелинейные усиливающую и поглощающую среды. Регулируя коэффициент усиления в активной части интерферометра и сохраняя насыщающее поле в интерферометре постоянным, наблюдалось нелинейное увеличение амплитуды резонанса насыщенного поглощения. При этом рост регистрируемого сигнала превышал рост шума, что согласуется с теорией.

Проведены сравнения резонансов насыщенного поглощения, получаемых в активном интерферометре и лазере с внутренней поглощающей ячейкой (рис. 14). Сделан вывод, что активный интерферометр практически не уступает методу внутренней поглощающей ячейки по амплитуде резонансов насыщения в пролетной области давлений поглощающего газа.

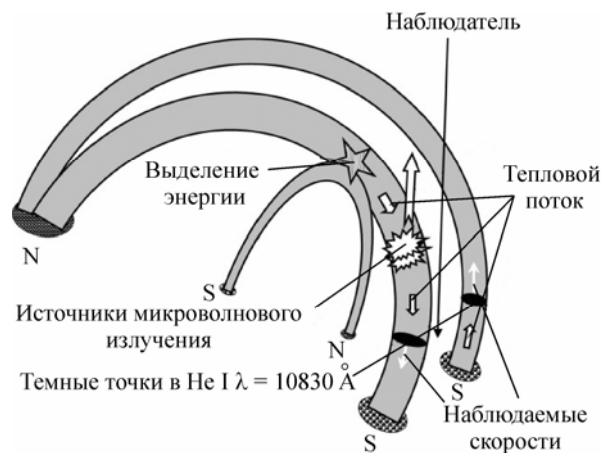


Рис. 15. Механизм переноса энергии.

В Институте солнечно-земной физики проведено исследование источников и механизмов локального энерговыделения по данным оптических и радионаблюдений. Сопоставление направлений движения вещества темных точек в линии  $\text{He I } \lambda = 10830 \text{ \AA}$  с наличием микроволнового источника в месте расположения темной точки показывает, что яркая точка в микроволновом излучении появляется тогда, когда скорость вещества в темной точке направлена от наблюдателя. «Удаляющиеся» от наблюдателя темные точки расположены вдоль петель. Оценки, основанные на моделях квазистационарной петли, корональных ярких точек, а также величине вертикальных скоростей вещества на высотах формирования линии  $\text{He I } \lambda = 10830 \text{ \AA}$ , позволяют сделать вывод, что тепловой поток, идущий из нижних слоев солнечной атмосферы, не может обеспечить условия для формирования микроволновых источников с яркостными температурами, наблюдающихся в ярких точках. В то же время абсолютное значение теплового потока, оцененного по микроволновому излучению в предположении теплового механизма, вполне достаточно для придания веществу скоростей, измеренных в хромосфере. Можно предположить, что энергия, выделенная в короне (например, в результате пересоединения существующего и всплывающего магнитных полей), переносится тепловым потоком на нижние уровни атмосферы Солнца (рис. 15), обеспечивая условия для наблюдавшихся эффектов.

В Отделе физических проблем при Президиуме БНЦ получен значительный объем экспериментальной информации о характеристиках и свойствах низковольтного разряда низкого давления в специфической электродной структуре полого и стержневого катодов и полого анода, обеспечивающей предельно высокие плотности эмитирующей плазмы в тлеющем режиме горения разряда, применительно к источникам заряженных частиц. Экспериментально и теоретически исследовано влияние стимулированной разрядом термоэмиссии электронов из стержневого катода на характеристики зажигания и горения тлеющего магнетронного разряда с полым катодом и на параметры эмитирующей плазмы; показано, что получение предельно низких напряжений горения тлеющего разряда и достаточно высокой локальной плотности плазмы возможно благодаря наиболее полному использованию энергии, рассеиваемой в разряде. Разработана экологически чистая высокоэффективная технология выращивания тонких пленок углерода различных структурных модификаций пучками заряженных частиц при низких температурах и давлениях.

Проведено комплексное экспериментальное исследование различных режимов выращивания тонких пленок углерода пучками заряженных частиц, обобщены закономерности ростовых процессов, разработаны

способы получения тонких пленок распылением и облучением ионным пучком и различные вариации методик наращивания пленок совместно пучками ионов и электронов (рис. 16). Установлено, что дополнительное воздействие на структуру углеродного конденсата ионным или электронным пучком приводит к образованию кристаллических фаз в тонких пленках. В низкотемпературной области рост пленок ограничивается глобулярной стадией с высокой концентрацией рентгеноаморфной фазы. Выявлены технологические особенности приложений пучков заряженных частиц применительно к размерной обработке слоев алмаза и получению тонких пленок фуллеренов. На основе углеродных пленок изготовлены холодные катоды со сравнительно высокой эффективностью автоэлектронной эмиссии. Пороговая напряженность электрического поля, при которой наблюдалась автоэлектронная эмиссия, составила  $\sim 3 \cdot 10^5$  В/см, плотность эмиссионного тока —  $1,2 \cdot 10^{-5}$  А/см<sup>2</sup>. Из экспериментальной эмиссионной характеристики рассчитана работа выхода электронов в вакуум, которая составила  $\sim 0,33$  эВ.

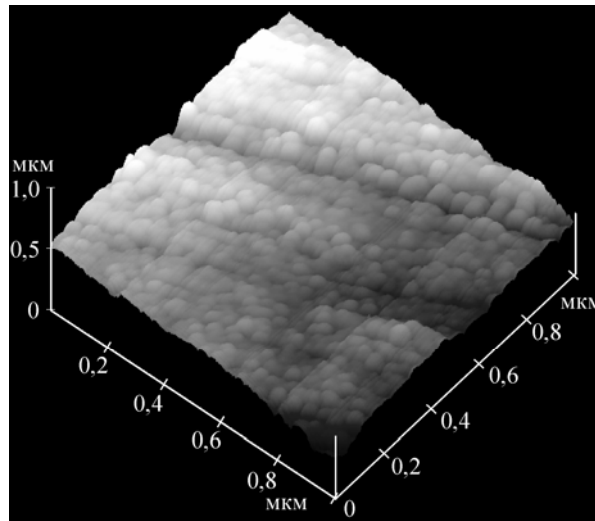


Рис. 16. Снимок поверхности углеродной пленки.

В Институте сильноточной электроники проведено исследование плазменного источника излучения на основе двухкаскадного газового лайнера с аксиальным магнитным полем. Эксперименты с двухкаскадным аргоновым лайнером со сплошным внутренним каскадом проведены на генераторе ГИТ-12 при уровне тока 2,3—2,5 МА и временах сжатия лайнера 250 ÷ 300 нс. Исследовалось влияние аксиального магнитного поля на стабилизацию лайнера и выход излучения в К-линиях аргона. Показана перспективность использования данного типа нагрузки для создания плазменного источника излучения в К-линиях при работе в режиме с большим временем импlosionи. Зарегистрирован выход излучения в К-линиях аргона на уровне 1100 Дж/см. По сравнению с предыдущими экспериментами, где использовался двухкаскадный газовый лайнер с полый внешней и внутренней оболочками, выход К-излучения увеличен в 1,5 раза.

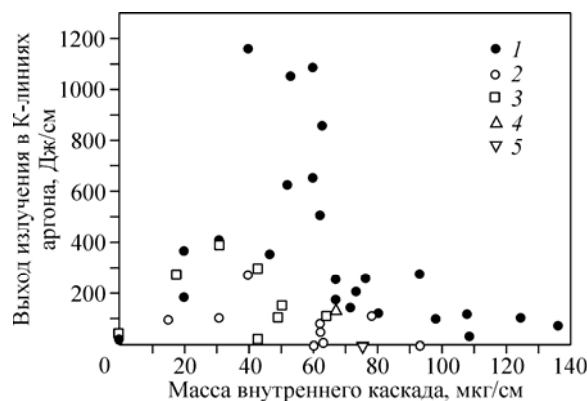


Рис. 17. Выход излучения в К-линиях аргона в экспериментах с аксиальным магнитным полем (2—5) и без него (1).

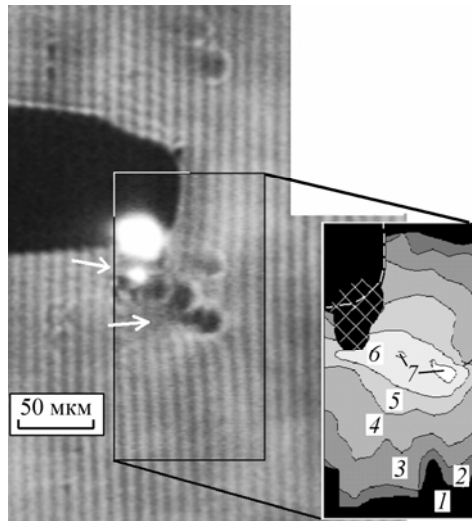
$B_0$ , кДж: 1 — 0, 2 — 2,8, 3 — 1,4, 4 — 0,6, 5 — 5,6.

Начальная величина аксиального магнитного поля, требующаяся для стабилизации двухкаскадного газового лайнера со сплошным внутренним каскадом, ниже, чем в случае одиночного лайнера. В экспериментах удовлетворительная стабилизация имплозии двухкаскадного лайнера наблюдалась при начальной величине аксиального магнитного поля 1,4 кГс (0,25 Bst).

Использование аксиального магнитного поля приводит к снижению выхода излучения в К-линиях аргона, несмотря на улучшение стабильности лайнера (рис. 17). Максимальный выход излучения, зарегистрированный в экспериментах с аксиальным магнитным полем, составляет 390 Дж/см. Учет потерь, связанных со сжатием магнитного потока, не может объяснить наблюдаемое в эксперименте резкое снижение выхода К-излучения.

В этом же институте исследованы механизмы образования и функционирования капельных пятен в условиях вакуумного дугового разряда собственной плотной плазмы вокруг эмитированных катодным пятном микрокапель в результате интенсивного нагрева, испарения и ионизации части материала капель. По совокупности термических, эмиссионных и плазменных процессов такие образования названы капельными пятнами — термоэмиссионными униполярными пятнами на микрокаплях.

Разработана математическая модель нагрева и испарения металлической микрокапли в неравновесной плазме. Показано, что ключевую роль в нагреве капли играет наличие интенсивной термоэлектронной эмиссии с ее поверхности, приводящей к увеличению потока тепла на каплю за счет бомбардировки плазменными электронами.



**Рис. 18.** Интерферограмма прикатодной области вакуумной дуги током 3,5 А и восстановленное пространственное распределение концентрации атомов  $N_n$ . Стрелками показаны сгустки высокоионизованной плазмы.

$N_n, \text{ см}^{-3}$ : 1 <  $10^{15}$ , 2 —  $10^{15}$ — $3,2 \cdot 10^{15}$ , 3 —  $3,2 \cdot 10^{15}$ — $10^{16}$ , 4 —  $10^{16}$ — $3,2 \cdot 10^{16}$ , 5 —  $3,2 \cdot 10^{16}$ — $10^{17}$ , 6 —  $10^{17}$ — $3,2 \cdot 10^{17}$ , 7 —  $3,2 \cdot 10^{17}$ — $10^{18}$ .

Методом субнаносекундной лазерной резонансной диагностики исследовано испарение капель в условиях слаботочной вакуумной дуги с жидкометаллическим катодом Ga (рис. 18). В результате экспериментов показано, что в случае легкоплавких материалов интенсивное испарение микрокапель может происходить как при наличии, так и отсутствии термоэлектронной эмиссии с поверхности капли. Более точно восстановлена качественная картина процессов при горении капельных пятен.

Методом сравнительного анализа осадков капель на подложках, размещенных на некотором удалении от катодного пятна, продемонстрирована высокая эффективность испарения капель при горении капельных пятен, что открывает путь существенного снижения загрязнения плазмы вакуумных разрядов микрокаплями.