

К 60-ЛЕТИЮ ИНСТИТУТА ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г.И. БУДКЕРА СО РАН

## Многопробочная ловушка: путь от пробкотрона Будкера к линейному термоядерному реактору

А.В. Бурдаков, В.В. Поступаев

*Рассматриваются многопробочные ловушки для удержания высокотемпературной плазмы, которые были предложены Будкером, Мирновым и Рютовым и независимо Логаном, Лихтенбергом и Либерманом в начале 1970-х годов. Предложенная магнитная система решала проблемы, связанные с кинетическими неустойчивостями классических открытых ловушек, и значительно увеличивала время жизни плазмы. Описывается история, обсуждаются достижения и перспективы этого направления.*

**Ключевые слова:** Г.И. Будкер, плазма, многопробочная ловушка, ГОЛ-3, термоядерный реактор

PACS numbers: 28.52.Av, 52.50.Gj, 52.55.Jd

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.03.038342>

### Содержание

1. Введение (651).
  2. Идея многопробочного удержания. Теория (652).
  3. Первые эксперименты в Новосибирске и Беркли (654).
  4. Последующие экспериментальные исследования (656).
  5. Проекты установок реакторного класса (658).
  6. Многопробочная ловушка ГОЛ-3 (660).
  7. Современные проекты многопробочных систем (663).
    - 7.1. Установка ГОЛ-НВ.
    - 7.2. Программа "Газодинамическая многопробочная ловушка".
  8. Улучшенные схемы многопробочных ловушек (665).
    - 8.1. Модификации схемы многопробочного удержания.
    - 8.2. Ловушка с геликоидальным полем.
  9. Заключение (667).
  10. Приложение. Перечень установок ИЯФ СО РАН, упоминаемых в статье (668).
- Список литературы (668).

### 1. Введение

Ранние исследования в области управляемого термоядерного синтеза оказали огромное влияние на физику высокотемпературной плазмы, развитие которой до

**А.В. Бурдаков.** Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, просп. Академика Лаврентьева 11, 630090 Новосибирск, Российской Федерации; Новосибирский государственный технический университет, просп. К. Маркса 20, 630073 Новосибирск, Российской Федерации  
E-mail: A.V.Burdakov@inp.nsk.su

**В.В. Поступаев.** Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, просп. Академика Лаврентьева 11, 630090 Новосибирск, Российской Федерации  
Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова 2, 630090 Новосибирск, Российской Федерации  
E-mail: V.V.Postupaev@inp.nsk.su

Статья поступила 14 января 2018 г., после доработки 1 марта 2018 г.

современного состояния инициировано именно этими исследованиями. Большинство известных сегодня подходов к магнитному удержанию плазмы берут своё начало в 1950-х годах. Часто одни и те же идеи приходили к исследователям, которые не только работали независимо друг от друга, но и могли даже не подозревать о существовании коллег, занимающихся той же проблемой. Хорошо известным примером такого рода является изобретение адиабатической магнитной ловушки для удержания плазмы, идея которой родилась у Г.И. Будкера, работавшего тогда в коллективе И.В. Курчатова в Москве, и у Р. Поста из Ливерморской лаборатории. Открытые публикации идеи ловушки [1, 2], получившей впоследствии название "пробкотрон Будкера – Поста", вышли в свет только спустя несколько лет после начала работ.

Идея пробкотрона казалась простой и очень привлекательной технически. Физика удержания заряженных частиц, из которых состоит плазма, основывалась на сохранении магнитного момента частицы при её движении в медленно изменяющемся магнитном поле [3]. В экспериментах [4, 5] было показано, что отдельные заряженные частицы удерживаются в ловушке именно так, как предсказывала теория, — наблюдалось до  $10^9$  отражений частицы от областей сильного магнитного поля (магнитных пробок), ограничивающих ловушку.

Проблемы возникли при попытке заполнить пробкотрон достаточно плотной плазмой, которая оказалась неустойчивой. Как выяснилось, простейшая ловушка Будкера – Поста не удовлетворяет критерию устойчивости [6]. Более сложные магнитные системы, удовлетворяющие принципу "минимума  $B$ ", продемонстрировали устойчивое удержание плазмы [7]. Однако это решение одной из проблем классического пробкотрона не помогло решить другие проблемы. Принцип адиабатического удержания приводит к анизотропии функции распределения частиц плазмы в пространстве скоростей. Из-за этого пробкотрон оказался подвержен кинетическим

неустойчивостям, приводящим к быстрым потерям плазмы из ловушки (см., например, обзор [8]). Детальные вычисления моделей термоядерных реакторов на основе простейшей открытой ловушки показали, что при оптимистических предположениях об отсутствии кинетических неустойчивостей и потерях только за счёт парных столкновений коэффициент плазменного усиления  $Q$  (отношение мощности реакции к мощности систем нагрева плазмы) достигает в лучшем случае величины около 2.

Данное обстоятельство существенно снизило популярность открытых ловушек в мире. Исследования по этому направлению продолжались лишь в нескольких научных центрах в мире, включая руководимый Г.И. Будкером Институт ядерной физики Сибирского отделения Академии наук СССР (ИЯФ СО АН СССР) в Новосибирске. По воспоминаниям коллег и сотрудников Г.И. Будкера (см., например, [9]) он был непрерывным генератором новых идей, многие из которых претворялись затем в действующие установки. Эта атмосфера творчества привела в начале 1970-х годов к рождению в ИЯФ сразу нескольких предложений улучшенных схем открытых ловушек.

Одной из таких схем стала идея многопробочной ловушки, опубликованная Г.И. Будкером, В.В. Мирновым и Д.Д. Рютовым [10] в 1971 г. Практически одновременно та же идея была опубликована группой из Калифорнийского университета в Беркли в [11]. По воспоминаниям Д.Д. Рютова [12], задача поиска физического решения, избавляющего классические открытые ловушки от кинетических неустойчивостей, привела Г.И. Будкера к мысли о том, что нужна система, в которой длина свободного пробега иона будет много меньше длины ловушки.

Эта простая формулировка применительно к плазме с термоядерными параметрами означала резкое (на несколько порядков величины) увеличение плотности плазмы в новой системе по сравнению с таковой в прочих схемах магнитного удержания, традиционно рассматривавшихся в физике плазмы того периода. По воспоминаниям [12], обсуждение идей новых конфигураций для удержания плотной плазмы проводилось авторами [10] дома у Г.И. Будкера, который в то время восстанавливался после первого инфаркта. Решение получилось изящным и нетривиальным: вместо классического пробкотрона, который был плох в качестве реактора, было предложено использовать цепочку таких же пробкотронов, поставленных вплотную друг к другу. Для плазмы с достаточно высокой плотностью такое решение обеспечивало отсутствие проблем с кинетическими неустойчивостями и достаточно хорошее время жизни плазмы в ловушке. Здесь следует отметить ещё одно нетривиальное предложение Г.И. Будкера. Для первого модельного эксперимента, который должен был подтвердить новый принцип удержания очень плотной водородной плазмы с температурой порядка  $10^8$  К, была выбрана очень разрежённая цезиевая плазма с температурой всего  $1500^\circ\text{C}$ . Ниже вследу в статье, согласно традиции физики высокотемпературной плазмы, за единицу измерения температуры принимается электронвольт ( $1 \text{ эВ} = 11604^\circ\text{C}$ ); при этом постоянная Больцмана становится равной единице и исчезает из формул.

Целью настоящей статьи является обзор результатов теоретических и экспериментальных исследований по

многопробочному удержанию плазмы, включая новые проекты и идеи. Наиболее подробно рассмотрены результаты работ на новосибирской установке ГОЛ-3 (ГОЛ — аббр. от *гофрированная открытая ловушка*), основная идеология и научные задачи которой были сформулированы ещё с участием Г.И. Будкера. Дополнительная информация о физике открытых ловушек может быть найдена в обзора [13, 14]. Для удобства читателя в приложении приведена таблица с краткими описаниями установок ИЯФ СО РАН, упоминаемых в данном обзоре. Авторы статьи учитывают широкий круг читателей журнала, поэтому количество формул сокращено до минимума, а количество пояснений увеличено даже в тех местах, которые специалистам покажутся очевидными.

## 2. Идея многопробочного удержания. Теория

Классическая многопробочная ловушка представляет собой систему, в которой магнитное поле является гофрированным (периодически модулированным по длине). Простейшая схема такой конфигурации приведена на рис. 1, на котором показана часть длинной магнитной системы. Основными параметрами такой системы являются период гофрировки (длина элементарной ячейки многопробочной системы)  $l$ , полная длина ловушки  $L$ , полное число периодов гофрировки  $N = L/l \gg 1$ , пробочное отношение  $R = B_{\max}/B_{\min}$  (где  $B_{\max}$  и  $B_{\min}$  — магнитная индукция в максимумах и минимумах соответственно). Магнитную систему на рис. 1 можно представить как множество имеющих общую магнитную ось пробкотронов, расположенных вплотную друг к другу.

Рассмотрим судьбу одиночной заряженной частицы, помещённой в такую магнитную систему. Известно [3], что если длина шага ларморовской спирали частицы много меньше характерного пространственного масштаба изменения магнитного поля, то существуют два инварианта движения: полная энергия частицы и её магнитный момент, первый из которых является точным, а второй — адиабатическим. Тогда легко показать, что "продольная" энергия движения частицы  $W_{||}$  выражается как

$$W_{||} = \frac{mv_{||}^2}{2} = \frac{mv^2}{2} - \frac{mv_\perp^2}{2} = W - \mu B, \quad (1)$$

где  $m$  — масса частицы,  $v_{||}$  и  $v_\perp$  — компоненты вектора скорости частицы, направленные вдоль и поперёк вектора магнитной индукции,  $\mu = mv_\perp^2/2B$  — магнитный момент частицы. Из (1) видно, что если частица движется из области слабого магнитного поля (например, из центральной плоскости одной из ячеек многопробочной

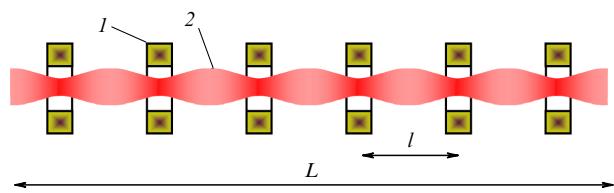


Рис. 1. Схема магнитной системы многопробочкой ловушки: 1 — катушки магнитной системы, 2 — граница плазмы,  $l$  — период гофрировки,  $L$  — полная длина ловушки.

системы) в сторону более сильного поля (магнитной пробки), то постепенно скорость продольного движения частицы уменьшается. Далее, если  $W > \mu B_{\max}$ , то частица преодолевает магнитную пробку и уходит на торец системы вдоль магнитного поля. Такие частицы мы далее будем называть пролётными. Если  $W < \mu B_{\max}$ , то частица отражается от возрастающего магнитного поля. Поскольку такая же магнитная пробка существует и с другой стороны ячейки многопробочной системы, частица оказывается запертой внутри конкретного элементарного пробкотрона Буджера–Поста. Условие, разделяющее эти две популяции частиц, записывается как

$$\sin \theta_0 = \frac{v_{\perp}}{v} \Big|_{B=B_{\min}} > \sqrt{\frac{B_{\min}}{B_{\max}}} = R^{-1/2}, \quad (2)$$

где  $\theta_0$  — угол наклона вектора скорости к направлению магнитного поля. В пространстве скоростей линия раздела выглядит как конус с углом раствора  $\theta_0$ , который обычно называется конусом потерь. Интересно, что если рассмотреть скорость движения лармировского центра траектории частицы  $\dot{\mathbf{r}}$ , то в дрейфовом приближении

$$\dot{\mathbf{r}} = v_{\parallel} \mathbf{h} + \frac{c}{B^2} [\mathbf{E} \times \mathbf{B}] + \frac{v_{\parallel}^2}{\omega_H} [\mathbf{h} \times \mathbf{k}] + \frac{v_{\perp}^2}{2\omega_H} \left[ \mathbf{h} \times \frac{\nabla B}{B} \right], \quad (3)$$

где  $\mathbf{h}$  — единичный вектор магнитного поля,  $\mathbf{E}$  — напряжённость электрического поля,  $\omega_H$  — циклотронная частота,  $\mathbf{k} = d\mathbf{h}/ds = (\mathbf{h}\nabla)\mathbf{h}$  — вектор кривизны силовых линий. Из (3) видно, что все три типа дрейфовых движений (в скрещенных полях, центробежный и градиентный) в случае аксиально-симметричной конфигурации направлены по бинормали к силовой линии. Дрейфовая поверхность является осесимметричной, а захваченный в неё магнитный поток также является адиабатическим инвариантом [15].

Ключевой идеей, кардинально изменившей характер удержания плазмы в многопробочной системе и сделавшей данную конфигурацию самостоятельным направлением физики магнитного удержания плазмы, стало требование высокой плотности плазмы. Если в классическом пробкотроне частица многократно пролетает всё расстояние между пробками до рассеяния в конус потерь, то в многопробочной системе длина свободного пробега должна быть мала по сравнению с длиной ловушки,  $\lambda \ll L$ .

Это простое требование превратило многопробочную ловушку в систему с привлекательной физикой. Действительно, проблемой открытых ловушек с низкой плотностью плазмы является то, что опустошение конуса потерь в функции распределения частиц приводит к появлению большого количества кинетических неустойчивостей. В длинной многопробочной системе из-за частых столкновений конус потерь практически заполнен и такие неустойчивости не развиваются.

Рассмотрим теперь поведение пробной частицы в многопробочной ловушке, заполненной плазмой. Пусть первоначально пролётная частица движется вдоль установки. Вследствие условия  $\lambda \ll L$  она через некоторое время рассеется по углу и будет захвачена в одну из ячеек ловушки. Впоследствии в результате новых столкновений частица попадёт в конус потерь и покинет эту ячейку. Ключевым обстоятельством является то, что направление вылета является случайным и не зависящим от первоначального направления движения. Далее

этот процесс повторяется многократно до тех пор, пока частица не дойдёт до конца магнитной системы.

Таким образом, движение частицы вдоль магнитного поля в результате столкновений превращается в одномерные блуждания со случайным шагом и направлением. Как известно, такие процессы описываются уравнением диффузии, в котором пройденное расстояние изменяется как квадратный корень от времени:

$$\Delta z(t) \sim \sqrt{Dt} \sim \sqrt{\frac{\lambda^2}{\lambda/v_T} t} = \sqrt{\lambda v_T t}, \quad (4)$$

где  $\Delta z(t)$  — зависимость среднего смещения иона от времени,  $D$  — коэффициент диффузии,  $v_T$  — тепловая скорость ионов (здесь и далее индексы  $e$  и  $i$  относятся к электронам и ионам плазмы). Другими словами, время жизни частицы в ловушке квадратично зависит от её длины. Именно понимание этого обстоятельства позволяет называть авторов работ [10, 11] первооткрывателями многопробочного удержания.

Системы с гофрированным магнитным полем рассматривались теорией и ранее (см., например, [16–18]), однако все эти работы относились в другим аспектам физики плазмы (в основном к устойчивости). Наиболее близкими предшественниками идеи многопробочного удержания можно считать две работы. В [19] рассматривалась идея мелкомасштабной гофрировки магнитного поля на поверхности плазмы (предшественник мультипольных "магнитных стенок", широко используемых в настоящее время). Автор работы [20] указал на диффузионный характер движения частиц, но по результатам моделирования методом Монте-Карло и эксперимента по рассеянию электронного пучка в газе, заполнявшем многопробочную систему, сделал неправильный вывод о линейной зависимости времени жизни от длины установки, что делало бы такую конфигурацию бессмысленной.

Детальное теоретическое изучение новой концепции началось с работы [21] со строгим кинетическим рассмотрением физики многопробочного удержания. Различные аспекты теории, относящейся к процессам в многопробочных ловушках, рассматривались разными группами исследователей в работах [22–63], приведённых в хронологическом порядке. Отдельно следует упомянуть единственный до настоящего времени обзор по тематике многопробочного удержания [64] с детальным изложением теории, а также работы [65, 66], в которых наиболее подробно рассмотрены различные режимы течения плазмы по системе с многопробочным магнитным полем.

Различные режимы многопробочного удержания различаются по двум безразмерным параметрам:  $\lambda/l$  и  $R$ . Первый из них определяет роль столкновений на масштабе одного периода гофрировки, второй — долю локально-запертых частиц. Следуя [66], обозначим различные режимы следующим образом: мелкомасштабная гофрировка,  $l \ll \lambda$  (режимы S1–S3 и xS в терминологии [66]); среднемасштабная гофрировка,  $l \sim \lambda$  (M); крупномасштабная гофрировка,  $l \gg \lambda$  (L и xL); слабая гофрировка,  $R - 1 \ll 1$  (W); умеренная гофрировка,  $R - 1 \sim 1$  (M), и сильная гофрировка,  $R \gg 1$  (S). Полное обозначение режима будет включать индексы, относящиеся к каждому из безразмерных параметров (например, SWR2).

Не все из возможных режимов течения плазмы по многопробочной системе представляют интерес с точки зрения эффективной системы удержания плазмы. Однако в любой реальной установке основные параметры плазмы будут изменяться на начальном этапе в широких пределах от возникновения плазмы до выхода на рабочую точку, поэтому могут последовательно реализовываться разные режимы удержания. Удобно использовать величину потоковой скорости  $u$  в качестве основного параметра, который будет характеризовать качество удержания плазмы:

$$nu = -D \frac{\partial n}{\partial z} \Rightarrow u = -\frac{D}{n} \frac{\partial n}{\partial z} \approx \frac{D}{L}. \quad (5)$$

Потоковая скорость связана с временем жизни частиц в ловушке:  $\tau \simeq L/u$ , через эту же величину можно оценить и эффективную тормозящую силу  $F$ , действующую в среднем на один пролётный ион в режиме умеренной гофрировки (численные коэффициенты масштаба единицы опущены):  $F \approx m_i u' v_{ii} \approx m_i u v_{ii}$ , где  $m_i$  — масса иона,  $u'$  — направленная скорость пролётных частиц,  $v_{ii}$  — частота ион-ионных столкновений. В стационарном случае тормозящая сила уравновешивается продольным градиентом давления:

$$nF = -\frac{dp}{dz} - \frac{nT}{L} \Rightarrow u \sim \frac{T/L}{m_i v_{ii}} \sim v_{Ti} \left( \frac{\lambda}{L} \right) \ll v_{Ti}. \quad (6)$$

На рисунке 2 показаны оценки [66] скорости истечения плазмы из магнитной системы установки ГОЛ-3, которая подробно рассматривается в разделе 6. Расчёты сделаны для ионной температуры  $T_i = 1$  кэВ.

При низкой плотности плазмы (режим xSWR) многопробочная система распадается на совокупность отдельных пробкотронов, после рассеяния в конус потерь ион вылетает из ловушки. Время жизни, определяемое временем ион-ионных столкновений, убывает с возрастанием плотности. Как и в пробкотроне Будкера–Поста, плазма в этом режиме анизотропна и подвержена различным кинетическим неустойчивостям. При увели-

чении плотности система переходит в режим SWR3, в котором начинается заполнение конуса потерь вблизи сепараторы. Дальнейшее возрастание плотности приводит к постепенному заполнению конуса потерь при  $\lambda \sim L$  (SWR2). В этом режиме происходит практически свободный разлёт плазмы со скоростью порядка тепловой. Переход в режим SWR1 связан с тем, что при возрастании плотности начинают появляться повторно рассеивающиеся частицы, которые снова захватываются в одну из ячеек магнитной системы.

Режим среднемасштабной гофрировки MWR, соответствующий условию  $\lambda \sim l$ , является оптимальным для работы многопробочной магнитной системы. Именно этому режиму посвящена большая часть теоретических и экспериментальных работ по данной проблеме. Особенностью этого режима является независимость времени удержания от длины свободного пробега:

$$\tau \approx \frac{L}{v_{Ti}} \frac{L}{l} (R-1)^2 \equiv \frac{L}{v_{Ti}} N(R-1)^2. \quad (7)$$

Интересно, что при умеренной глубине гофрировки с  $R = 2$  диапазон плотностей, в котором существует данный режим, вырождается в точку (см. [64]). Можно найти аналогию между режимом SWR и режимом плато для неоклассической диффузии в токамаках [67], при котором запертая частица завершает только часть "банановой" траектории между столкновениями и коэффициент диффузии слабо зависит от частоты столкновений.

В режиме LWR поток плазмы становится сильно столкновительным, скорость истечения определяется продольной вязкостью (см. [68]), а при ещё большей плотности роль гофрировки магнитного поля становится незначительной и плазма разлетается вдоль магнитного поля с тепловой скоростью.

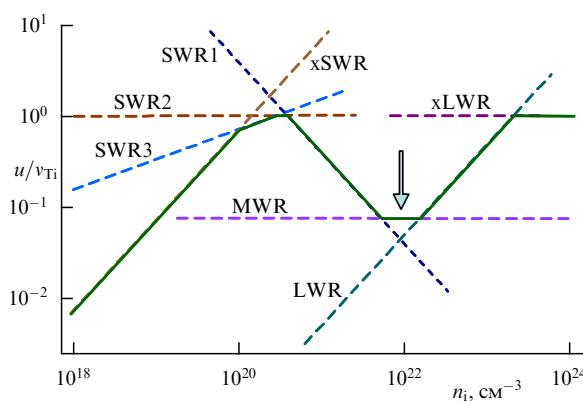
Приведённые выше простые оценки получены при некоторых достаточно существенных предположениях (например, температура постоянна по длине и по радиусу, система является очень длинной, рассеяние полностью классическое и т.п.). Тем не менее на качественном уровне подобное рассмотрение является полезным для понимания.

Решение задачи о продольном профиле плотности плазмы в режиме среднемасштабной гофрировки было получено в [28] и позднее в [48]. Оно имеет характерный вид лестницы (рис. 3). В пределах одной ячейки многопробочной ловушки параметры плазмы изменяются слабо, почти весь перепад плотности происходит в околовробочных областях. В данном случае решение со "ступенями" близкой высоты было получено при оптимизации пробочных отношений в отдельных ячейках системы.

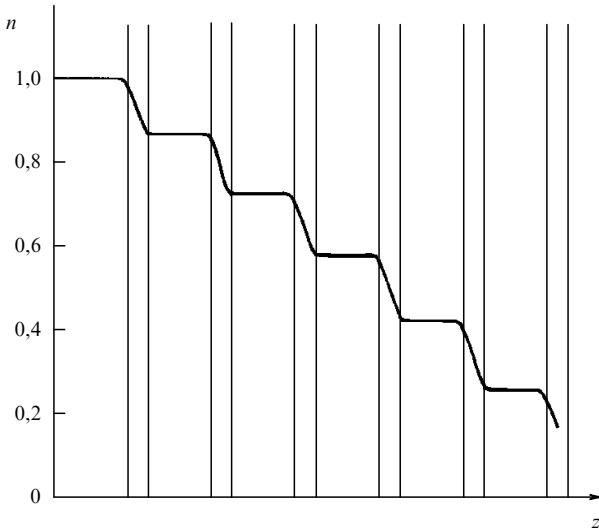
Многопробочная система не является магнитогидродинамически устойчивой по критерию [6], поэтому требуются дополнительные меры по стабилизации плазмы. Способы обеспечения устойчивости плазмы в открытых ловушках известны и проверены экспериментально на разных установках (см., например, обзор [69]).

### 3. Первые эксперименты в Новосибирске и Беркли

Идея многопробочного удержания оказалась достаточно простой и привлекательной. Первые эксперименты были проведены в Беркли [70] и Новосибирске



**Рис. 2.** Теоретическая оценка [66] отношения потоковой скорости  $u$  к тепловой скорости ионов  $v_{Ti}$  в зависимости от плотности водородной плазмы для  $T_i = 1$  кэВ и параметров, соответствующих магнитной системе ГОЛ-3:  $R = 1,5$ ,  $l = 22$  см,  $N = 55$ . Штриховыми линиями показаны оценки для различных режимов, которые для наглядности проведены и вне области формальной применимости (обозначения режимов см. в тексте); сплошная ломаная линия соответствует итоговой зависимости. Стрелкой отмечен режим, в котором многопробочная магнитная система обеспечивает наилучшее удержание плазмы.

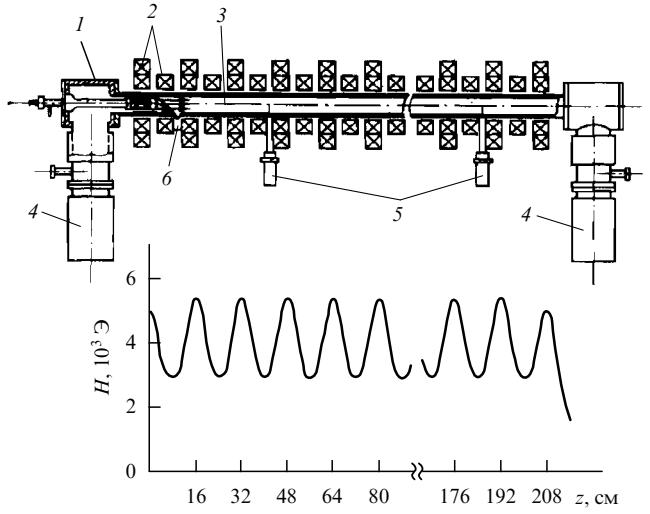


**Рис. 3.** Зависимость нормированной плотности плазмы от продольной координаты, отсчитываемой от центра ловушки к краю, в численных расчётах [48]. Вертикальными прямыми отмечены оконопробочные области (расширены для наглядности). Моделировалась система из 15 пробокtronов с оптимизированным (изменяющимся по длине) пробочным отношением. Масштаб горизонтальной оси координат неравномерен.

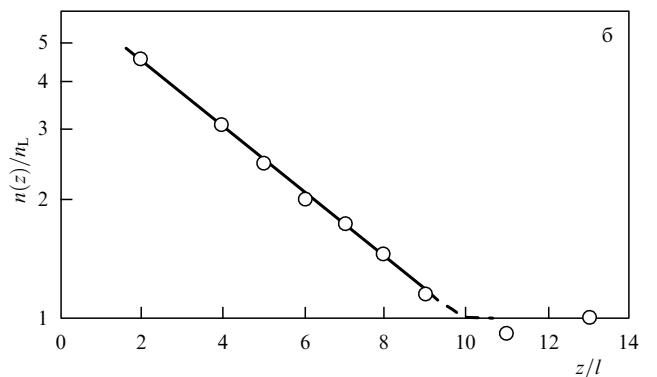
[71] спустя короткое время после появления теоретических предложений теми же коллективами, в которых эта идея появилась. Обе установки имели сходную структуру и близкие параметры плазмы. В качестве источников низкотемпературной щелочной плазмы использовались системы типа Q-машины [72]. Плазменная струя из источника проходила через магнитную систему.

Установка ЩЕГОЛ (аббр. от щелочная гофрированная открытая ловушка) в ИЯФ СО АН СССР [29] имела вакуумную камеру длиной 240 см с диаметром 6 см (рис. 4). Магнитная система могла создавать многопробочное поле с  $N = 14$  и  $l = 16$  см с профилем, показанным на рис. 4, либо квазисоленоидальное поле с модуляцией на оси около 15 %. Поток цезиевого пара с регулируемой концентрацией попадал из источника на вольфрамовый электрод с температурой до 2450 К, на поверхности которого и происходила ионизация. Основная диагностика проводилась подвижными зондами (каждый из которых представлял собой вольфрамовую проволоку диаметром 4 мкм, вставленную в кварцевые капилляры диаметром 100 мкм с открытой частью в виде полупетли с длиной около 5 мм); одновременно работало до семи зондов.

Результаты экспериментов были опубликованы помимо работы [71] в [29, 73, 74]. Основным из них был вывод о том, что при включении многопробочной конфигурации магнитной системы продольное изменение плотности соответствует ожидавшейся теоретической зависимости  $n(z) \approx n_L \exp [-(L-z)/\lambda_L]$ , где  $n_L = 10^{16} \text{ м}^{-3}$  — плотность на выходе из магнитной системы,  $\lambda_L = 85 \text{ см}$ . Этот результат приведён на рис. 5 [74]. Интересно, что в экспериментах с импульсным заполнением ловушки плазмой наблюдалось запаздывание начала возрастания плотности при прохождении фронта плазменной струи через данную ячейку. Авторы объясняли это тем, что для начала накопления плазмы в ячейке



**Рис. 4.** Схема установки ЩЕГОЛ [71]: 1 — ионизатор, 2 — катушки магнитной системы, 3 — вакуумная камера, 4 — магниторазрядные насосы, 5 — зонды, 6 — источник паров цезия. В нижней части рисунка — профиль магнитного поля по длине в многопробочном режиме.



**Рис. 5.** Течение плазмы по многопробочной системе на установке ЩЕГОЛ [74]. (а) Сигналы зондов из разных ячеек гофрированной ловушки, последовательно подключаемых к входу осциллографа (стационарный режим работы установки). (б) Зависимость концентрации от номера ячейки.

многопробочной системы фронт плазменного потока должен удалиться на расстояние масштаба длины свободного пробега ионов.

Установка Multiple Mirrorg Experiment Калифорнийского университета в Беркли в начальном варианте представляла собой пять периодов гофрировки с

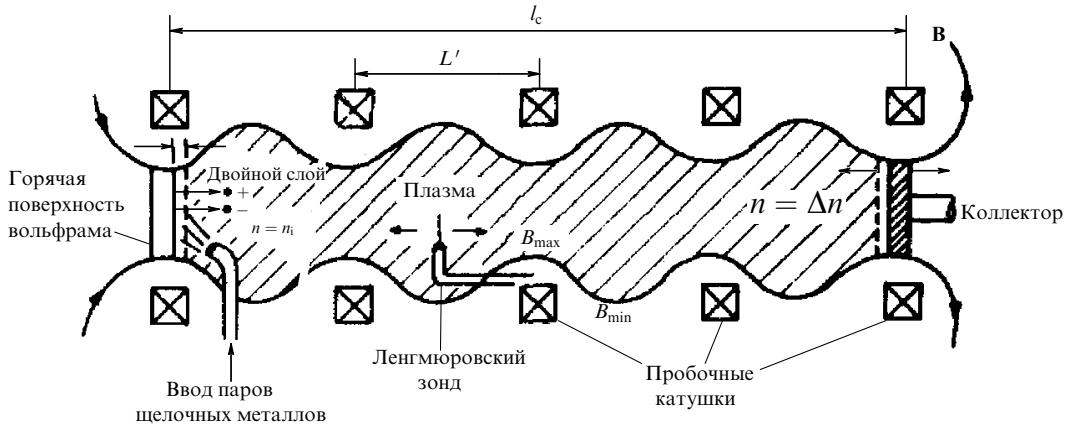


Рис. 6. Схема установки Multiple Mirror Experiment в Беркли [70]. Заштрихован объём, занятый плазмой.

$R = 2,2 - 3,7$  и  $l = 28$  см. Плазма щелочных металлов (калия или лития) формировалась из паров на поверхности горячего вольфрамового ионизатора. Плотность плазмы варьировалась в широких пределах,  $n \sim 10^{15} - 10^{17}$  м<sup>-3</sup>, что позволило авторам проследить переход от режима короткой гофрировки к режиму длинной гофрировки. Схема установки в первоначальном варианте [70, 75] представлена на рис. 6; в более поздних работах [75, 76] упоминался также режим с квазиоднородным полем, который авторы называли режимом длинной пробочной ловушки.

Основными средствами диагностики плазмы в экспериментах [75, 76] служили ленгмюровский зонд и подвижный коллектор, которым измерялся ионный ток насыщения. Изучалось пространственное распределение плотности плазмы в разных режимах. Приведём только один результат, демонстрирующий изменение характера течения плазмы в разных режимах (рис. 7) [70, 75].

Рисунок 7 показывает различия в течении плазмы по многопробочкой магнитной системе. В режиме низкой плотности,  $\lambda \gg l$ , плазменный поток мало ослабляется, плотность имеет максимумы в областях магнитных пробок. При промежуточной плотности,  $\lambda \sim l$ , наблюдается значительное уменьшение плотности, связываемое с эффектами многопробочного удержания. Время жизни плазмы в этом режиме оказалось в 16,4 раз больше, чем в одиночном пробкотроне [75], что расценено как хорошее согласие с теорией, предсказывавшей в этом режиме 15-кратное увеличение. В случае с высокой плотностью плазмы,  $\lambda \ll l$ , плазменный поток проходит через систему со слабым затуханием. При этом режим течения меняется, в областях магнитных пробок наблюдаются минимумы плотности.

Стабилизация плазмы в двух рассмотренных экспериментах осуществлялась за счёт вморможенности силовых линий магнитного поля в проводящий торцевой ионизатор. В последующих экспериментах на модифицированной версии установки в Беркли с  $N = 7$  и  $R = 4,2$  изучались способы дополнительной стабилизации плазмы с помощью системы обратных связей [77].

Оба первых эксперимента по проверке идеи многопробочного удержания, проведённые в Новосибирске и Беркли, показали в целом согласие с предсказаниями теории о наличии диапазона параметров, в котором поток плазмы будет испытывать сильное торможение со стороны гофрированного магнитного поля.

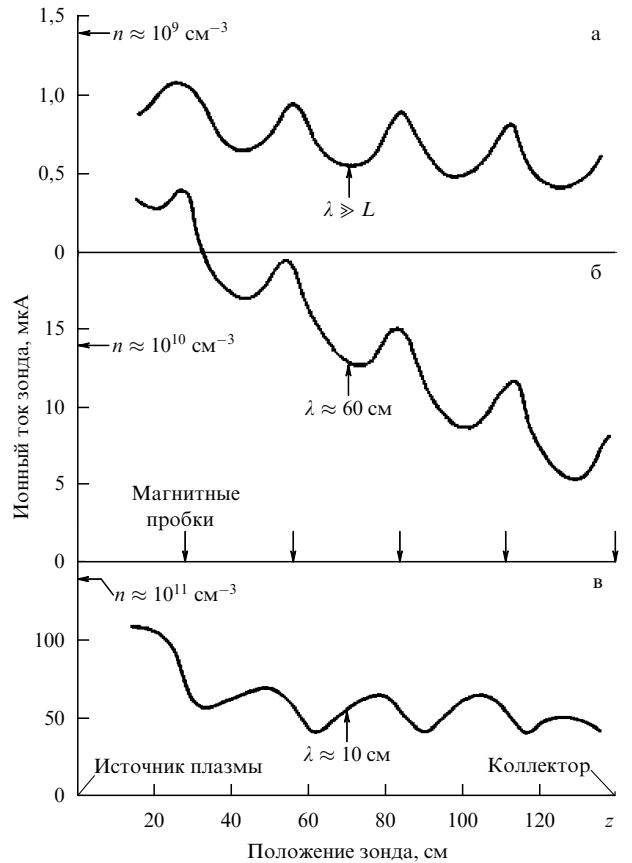
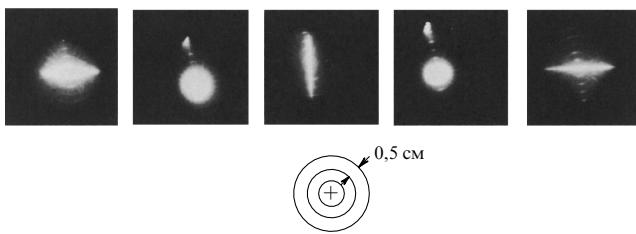


Рис. 7. Зависимость ионного тока насыщения ленгмюровского зонда от его положения, измеренная на установке Multiple Mirror Experiment в Беркли [70] для случаев низкой (а), промежуточной (б) и высокой (в) плотности плазмы. Стрелками обозначены положения источника плазмы, магнитных пробок и коллектора. Для каждого случая указана длина свободного пробега.

#### 4. Последующие экспериментальные исследования

После успешной первой демонстрации принципов многопробочного удержания на установках с щелочной плазмой работы в данном направлении были продолжены на более крупных установках как в обеих лабораториях, так и в ряде других мест.

Установка в Беркли была модернизирована для работы с более плотной и горячей водородной плазмой при



**Рис. 8.** Форма магнитных поверхностей в установке ММХ, полученная при трассировке электронным пучком [81]. Показаны сечения в пробках и средних плоскостях двух соседних ячеек ловушки. Окружности в нижней части показывают пространственный масштаб изображений, они проведены через 0,5 см.

$N = 7$ ,  $l = 23$  см,  $B_{\max} = 0,5$  Тл и  $R = 1,5 - 5,4$ . В магнитную систему были добавлены проводники, которые на периферии плазмы создавали квадрупольное поле для обеспечения магнитогидродинамической (МГД) устойчивости плазмы. Помимо Q-машины, водородная плазма с  $n \sim 10^{19}$  м<sup>-3</sup>,  $T \sim 10$  эВ создавалась с помощью источника типа  $\theta$ -пинча. После проведения исследований [78, 79] коллектив перешёл к работе на более крупной установке.

Следующая установка, которая называлась Berkeley Ten Meter Multiple-Mirror Device в ранних статьях и ММХ в более поздних, была самой крупной многопробочкой системой вплоть до начала работ на установке ГОЛ-3 в Новосибирске. Магнитная система представляла собой восемь связанных квадрупольных ловушек с  $l = 75$  см,  $R = 2 - 4$  и  $B_{\min} = 0,11 - 0,21$  Тл [80]. Помимо типа магнитной системы, которая удовлетворяла условию "минимума  $B$ ", эта установка отличалась от других относительно короткими магнитными пробками. Плазма создавалась  $\theta$ -пинчем и пушкой Маршалла, которые могли работать одновременно. Из-за квадрупольной магнитной системы форма поперечного сечения плазмы изменялась при движении вдоль магнитного поля (рис. 8), соотношение осей эллипса изменялось от 10 при  $R = 2$  до 25 при  $R = 4$  [81].

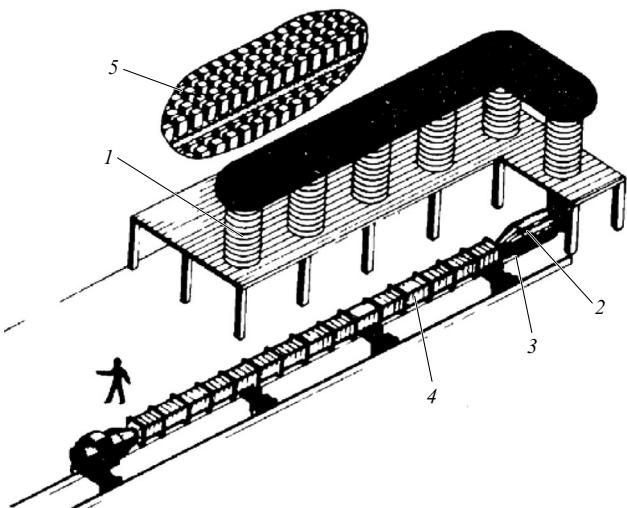
На этой установке был проведён большой цикл исследований по удержанию, устойчивости, колебаниям, нагреву, стабилизации плазмы обратными связями и каспом (конфигурацией, в которой магнитное поле в пробках направлено встречно) [49, 53, 80 - 86]. В экспериментах выявился основной недостаток, неразрывно связанный с особенностями квадрупольной магнитной системы. Большие неоклассические поперечные потери (процессы переноса в системах с отсутствием осевой симметрии, при которых радиальное смещение траектории ларморовского центра частицы при столкновении может многократно превосходить ларморовский радиус) затрудняли выделение эффектов, связанных с физикой многопробочного удержания. Поперечный перенос являлся основным механизмом потерь при  $n = 10^{19} - 10^{21}$  м<sup>-3</sup>,  $T = 3 - 8$  эВ и был велик при  $n = 10^{17} - 10^{19}$  м<sup>-3</sup> на стадии распада.

Гофрированное магнитное поле использовалось и в нескольких других установках, применявшихся для изучения как физики многопробочного удержания, так и других проблем физики плазмы. Здесь мы приведём только по одной ссылке на каждую из этих установок [87 - 95].

Новосибирская программа работ в направлении создания многопробочного реактора не предусматривала создания установки с низкотемпературной водородной плазмой как следующего шага после экспериментов с установкой ЩЕГОЛ. Планы Г.И. Будкера включали в себя строительство трёх установок увеличивающегося масштаба ГОЛ-1, ГОЛ-2 и ГОЛ-3. Конечной целью работ было объявлено создание импульсного термоядерного реактора с  $\beta \gg 1$  (здесь параметр  $\beta$  вычисляется по магнитному полю в плазме). Единственной в то время технологией, которая могла обеспечить необходимую мощность для быстрого нагрева плазмы, была инъекция сильноточных релятивистских электронных пучков (РЭП). Поэтому в ИЯФ СО АН СССР проводились теоретические исследования проблем удержания плазмы с  $\beta \gg 1$ , а также теоретические и экспериментальные исследования физики коллективного взаимодействия РЭП с плазмой.

На установке ГОЛ-1 [29] велись исследования взаимодействия РЭП с плазмой при  $L = 7,5$  м, энергосодержании пучка  $W \sim 1$  кДж,  $\tau < 50$  нс. В большинстве экспериментов магнитное поле было однородным, и только в [96] гофрировка с  $R = 3,2$  создавалась на второй половине магнитной системы. Для установки ГОЛ-2 [97] был построен только генератор РЭП с  $W = 20$  кДж [98], на котором изучалось коллективное ускорение ионов, предложенное в [99, 100]. Завершал программу концептуальный проект ловушки субреакторного класса ГОЛ-3, в котором предполагалось использовать многопробочное магнитное поле, быстрый коллективный нагрев электронным пучком, поперечное удержание плазмы с  $\beta \gg 1$  и МГД-стабилизацию проводящей стенкой.

В первоначальном варианте ГОЛ-3 предполагалось, что магнитная система будет представлять собой центральную область для релаксации РЭП, к которой присоединены две многопробочные секции с  $l = 0,5$  м,  $B_{\min} = 6$  Тл,  $R = 2$ ,  $N = 15$ . Плазма с  $n \approx 10^{23}$  м<sup>-3</sup> и  $T \approx 1$  кэВ должна была, согласно оценке, иметь тепловую энергию порядка 1 МДж и время жизни 100 мкс [101] (рис. 9). В



**Рис. 9.** Общий вид установки ГОЛ-3 в версии работы [102]: 1 — накопители энергии для генератора РЭП, 2 — область генерации пучка, 3 — система магнитного сжатия пучка, 4 — многопробочная ловушка, 5 — конденсаторная батарея системы питания магнитного поля.

рамках работ по программе ГОЛ-3 был создан генератор РЭП микросекундного диапазона длительности У-1, на котором были отработаны генерация пучка с  $W = 130 \text{ кДж}$  и его сжатие в магнитном поле до плотности тока  $5 \text{ кA см}^{-2}$  [103].

Ключевым элементом новосибирской программы развития многопробочных ловушек была технология коллективного нагрева плазмы релятивистскими электронными пучками. Как известно, физика плазмы как самостоятельный раздел науки выросла из прикладных работ по тематике пучково-плазменного взаимодействия [104]. Полная библиография по данной теме насчитывает много тысяч статей, поэтому мы ограничимся только упоминанием некоторых работ, имеющих отношение к нагреву плазмы в многопробочных ловушках. Первые работы по нагреву плазмы с помощью РЭП [105–109] появились вскоре после создания генераторов таких пучков.

С точки зрения физики требовалось решить проблему передачи энергии от пучка к плазме с достаточно высокой эффективностью на расстоянии масштаба длины установки. Классическое торможение релятивистских пучков в плазме вследствие парных столкновений эту задачу решить не может, поскольку характерная длина торможения электрона с энергией 1 МэВ в плазме с плотностью  $10^{21} \text{ м}^{-3}$  составляет несколько тысяч километров. Поэтому в теории и эксперименте требовалось найти условия для возникновения намного более эффективных коллективных механизмов торможения РЭП.

С теоретической точки зрения задача эффективного нагрева плазмы отличается от классической задачи о релаксации электронного пучка в плазме с возбуждением ленгмюровских колебаний несколькими обстоятельствами: реальные сильноточные пучки обладают заметным начальным угловым разбросом, ключевой параметр — отношение плотности электронов пучка к плотности плазмы — имеет величину порядка  $n_b/n \sim 10^{-3}$ , взаимодействие быстро переходит в нелинейную стадию, кроме того, при взаимодействии пучок практически сразу приобретает энергетический разброс, плазма находится в магнитном поле и т.п. Необходимо было также выяснить механизмы, обеспечивающие передачу энергии от ленгмюровских колебаний в плазму. Отметим только несколько ранних работ по данной тематике [110–116] и подробный обзор [117].

Эксперименты в ИЯФ СО АН СССР проводились на установках ИНАР (на которой впервые была продемонстрирована эффективность коллективной релаксации до нескольких десятков процентов) [118–121], ИНАР-2 [122], ГОЛ-1 [123, 124], ГОЛ-М [125–128]. Эти установки были оснащены наиболее совершенными диагностическими комплексами среди установок подобного класса, что позволило выявить и эффективно использовать основные закономерности коллективной релаксации пучка и нагрева плазмы. В качестве примера приведём результат установки ИНАР-2 [122], в которой при  $n_e = 3 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$  и плотности тока электронного пучка  $10 \text{ кA см}^{-2}$  была достигнута длина релаксации масштаба 10 см при полной величине потерь энергии пучка  $\Delta W/W_0 \approx 40\%$  на длине 75 см. Следует отметить, что энергия РЭП передавалась главным образом надтепловым электронам плазмы. В исследовательских установках небольшого масштаба только часть этой энергии усваивалась основным электронным компонентом,

остальное терялось на торцах. Функция распределения электронов была существенно немаксвелловской, ионы оставались холодными.

Результатом работ по программе пучкового нагрева стало создание технологии нагрева плазмы в открытых магнитных ловушках.

## 5. Проекты установок реакторного класса

Реакторные применения многопробочных систем рассматривались в явном виде уже в первых работах по данной тематике. Помимо чисто многопробочных конфигураций, предлагались реакторы, содержащие центральную зону, в которой происходит основное энерговыделение (рис. 10) [129]. Основные работы по изучению реакторных перспектив данного направления были сосредоточены в Новосибирске и Беркли. Оба коллектива разрабатывали собственные подходы к проблеме реактора, которые сильно различались по величине проектного относительного давления плазмы  $\beta$ .

Проект реактора коллектива из Беркли предполагал классическое магнитное удержание плазмы при  $\beta < 1$ . Если считать технически достижимыми стационарные магнитные поля с индукцией 20–30 Тл, то плотность термоядерной плазмы оказывается ограниченной величиной  $n \sim 10^{22} \text{ м}^{-3}$ . Относительно низкая плотность плазмы приводит к большой длине свободного пробега ионов при термоядерной температуре и, как следствие, к большим полной длине и единичной мощности реактора.

В работе [75] рассматривалась концепция системы, состоящей из сверхпроводящего соленоида, создающего однородное поле  $B_{\min} = 20 \text{ Тл}$ , и медных пробочных катушек с полем  $B_{\max} = 30 \text{ Тл}$ . Пробочные катушки располагались в нейтронном потоке внутри бланкета и должны были потреблять около 10 % мощности реактора. При оптимизации оказалось выгодным использовать относительно низкую температуру плазмы, при этом авторы упоминали об улучшении эффективности при инъекции нейтральных пучков за счёт реакций пучок – плазма. Окончательные параметры системы выглядели следующим образом: в центре ловушки  $T = 4,5 \text{ кэВ}$ ,  $n_i = 8 \times 10^{22} \text{ м}^{-3}$ , период гофрировки  $l = 5 \text{ м}$ , по 20 периодов гофрировки с каждой стороны. Продольное время жизни иона составляло 30 мс. Радиус плазмы 3 см был выбран исходя из тогдашней стоимости 1 кВт установленной мощности в США. Полная тепловая мощность этой системы, имевшей  $Q = 2$ , составляла 12 ГВт при нетто электрической мощности 3 ГВт. Точно такой же мощностью, 3 ГВт, должны были обладать стационарные системы нагрева, в качестве которых предполагались нейтральные или электронные пучки с характер-

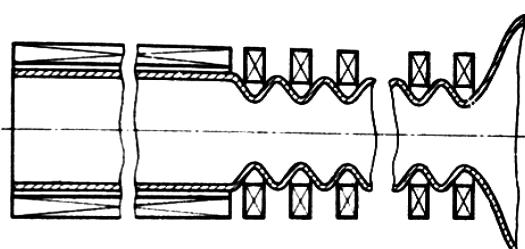


Рис. 10. Схема половины термоядерного реактора с концевой многопробочной секцией, ограничивающей продольные потери [129].

ными параметрами 100–150 кэВ и 20–30 кА. В последующих работах [36, 40, 44, 49, 53, 130–135] рассматривалась немаксвелловская неизотермическая плазма и другие идеи по оптимизации реактора.

В ИЯФ СО АН СССР развивался другой подход к построению многопробочного реактора, который отличался очень высокой плотностью плазмы —  $n \sim 10^{24} \text{ м}^{-3}$ , так что давление плазмы превосходило давление магнитного поля,  $\beta \gg 1$ . При этом чисто магнитное удержание становится невозможным. Такой реактор мог работать только импульсно на временах, в течение которых можно обеспечить удержание плазмы за счёт сохранения магнитного потока внутри проводящих стенок жёсткой вакуумной камеры (так называемое стеночное удержание). Магнитное поле при этом служит для подавления поперечного переноса. Импульсный характер работы реактора позволяет в широких пределах регулировать среднюю тепловую мощность за счёт изменения скважности работы.

Первые оценки параметров импульсного многопробочного реактора в [129] были достаточно оптимистичными: полная длина системы оценивалась в 10 м при средней магнитной индукции 10 Тл и  $R = 3$ . Плотность плазмы находилась в диапазоне  $n = 3 \times 10^{23} - 10^{24} \text{ м}^{-3}$ , её полная тепловая энергия и энергозапас нагревающего электронного пучка оценивались в 100 МДж, оценка времени жизни иона — 100 мкс. При  $\beta \gg 1$  и сохранении магнитного потока внутри проводящей вакуумной камеры форма магнитной поверхности и пробочное отношение определяются формой вакуумной камеры за счёт возникновения скиновых токов.

Идея стеночного удержания горячей плазмы не являлась новой, она рассматривалась в ранний период термоядерной программы (см., например, [136]). Благодаря высокой плотности плазмы, допускаемой схемой стеночного удержания, импульсные реакторы получались более компактными.

Важной проблемой, рассматривавшейся применительно к импульсным системам, являлось радиальное распределение параметров плазмы. Условие радиального равновесия  $8\pi n(r)T(r) + B^2(r) = \text{const}$  означает, что ближе к стенке плотность плазмы должна быстро увеличиваться из-за уменьшения её температуры. При этом основная масса плазмы будет находиться при низкой температуре и давать незначительный вклад в полезную мощность (рис. 11). На периферии плазмы из-за высокой плотности резко возрастает роль радиального переноса энергии за счёт тормозного излучения, мощность которого пропорциональна  $n^2\sqrt{T}$ .

Более проработанный проект реактора обсуждался в [97]. В нём плазма в центральной секции с однородным магнитным полем имела пониженную до  $10^{21} \text{ м}^{-3}$  плотность, для того чтобы обеспечить эффективную релаксацию электронных пучков, встречно инжектируемых с двух торцов системы. Участок с пониженной плотностью потребовался для того, чтобы обойти ограничение по отношению плотностей электронов пучка и плазмы  $n_b/n > 10^{-3}$ , при более низком значении которого в экспериментах не удавалось получить достаточно высокую эффективность релаксации пучка. Далее энергия, выделяемая пучком в центральной области реактора, переносится быстрыми электронами в прилегающие сгустки плазмы за счёт парных столкновений. Такая схема (рис. 12) получила название метода

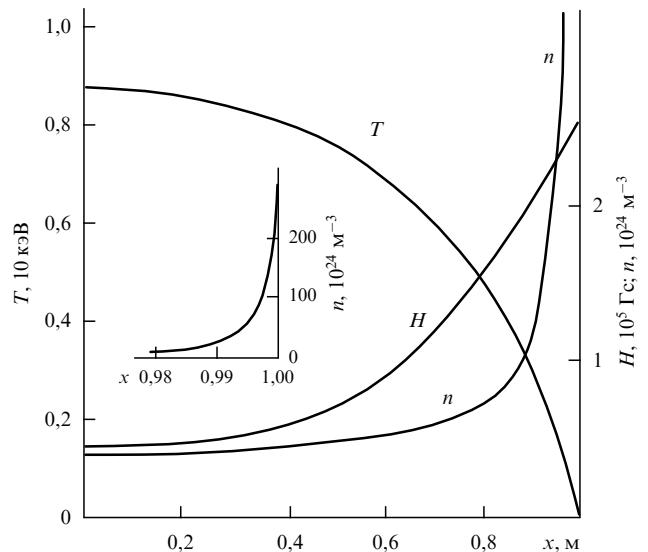


Рис. 11. Пример результатов расчёта зависимостей напряжённости магнитного поля  $H$ , плотности  $n$  и температуры  $T$  от нормированного радиуса  $x$  для импульсного реактора [27].

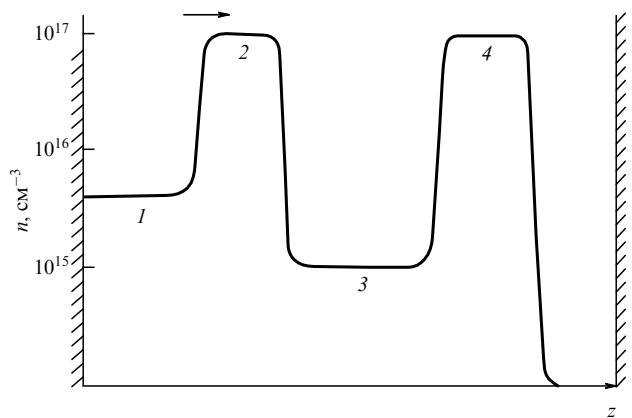


Рис. 12. Продольный профиль плотности плазмы в схеме двухступенчатого нагрева [96]: 1 — область транспортировки электронного пучка, 2 и 4 — зоны многопробочного удержания плотной плазмы, 3 — центральная область релаксации пучка. Стрелкой указано направление движения электронов пучка.

двухступенчатого нагрева плотной плазмы [96]. Фактически область 3 более редкой плазмы выступает в роли своеобразного трансформатора, преобразующего поток электронов с энергией  $\sim 1$  МэВ в поток электронов с типичной энергией в несколько десятков кэВ и соответственно большей плотностью тока.

Данный проект установки реакторного класса с  $Q = 1$  имел длину около 60 м при  $B_{\max} = 15$  Тл и  $R = 2$ , согласно расчёту плазма должна была обладать следующими параметрами в оптимизированном варианте:  $n = 6 \times 10^{23} \text{ м}^{-3}$ ,  $T = 5$  кэВ. Предусматривалась двусторонняя инжекция пучков, каждый из которых должен был иметь энергосодержание около 100 МДж (3 МэВ, 200 кА, 200 мкс). Поскольку плазма при стеночном удержании непосредственно касается поверхности, в проекте предполагалось использование пористых стенок, пропитанных жидким литием.

Работы по физике импульсного реактора отражены в многочисленных публикациях, в частности в [27, 30, 33,

97, 137–140]. Более детальный учёт различных физических и инженерных аспектов работы реактора привёл [141] к гораздо менее оптимистичному проекту гибридной системы, в которой многопробочный реактор служил источником нейтронов для бланкета — наработчика топлива для реакторов деления. Длина этой системы составляла уже 1 км при  $Q = 0,7$  и коэффициенте усиления мощности бланкетом 7. Тепловая мощность оценивалась как 1,6 ГВт. В качестве основного фактора, лимитирующего ресурс системы, называлось ухудшение проводимости стенок камеры из-за накопления радиационных дефектов.

Работы по концептуальному проектированию многопробочных реакторов прошли значительный путь от оптимизма первых оценок до достаточно пессимистичных инженерных проработок. В настоящее время в ИЯФ СО РАН разрабатываются проекты систем реакторного класса, интегрирующие лучшие качества нескольких типов открытых ловушек. В этих схемах, обсуждаемых в разделе 7, секции многопробочного поля работают не изолированно, а в сочетании с использованием других технологий, обеспечивающих эффективное удержание плазмы. Это позволяет с умеренным оптимизмом рассматривать реакторы на основе открытой ловушки, использующие не только D–T-плазму, но и бестритиевые виды топлива.

## 6. Многопробочная ловушка ГОЛ-3

Установка ГОЛ-3 была построена в новом корпусе плазменных исследований, который ИЯФ получил в 1985 г. Эта установка являлась самой крупной многопробочной ловушкой, на которой впервые в таких системах была получена и исследована плазма с субтермоядерными параметрами. К моменту начала работ была освоена техника генерации РЭП с  $W \sim 100$  кДж и длительностью 5 мкс. Такие пучки генерировались в мегавольтных вакуумных диодах с относительно низкой напряжённостью электрического поля с целью получить большую длительность импульса. Поэтому исходная плотность тока была невелика, затем пучок сжимался в возрастающем магнитном поле так, чтобы на входе в плазму получить требуемую величину  $1–2$  кА см $^{-2}$ . Данная технология приводила к большему начальному угловому разбросу пучка, что ухудшало эффективность его коллективной релаксации в плазме. План исследований предусматривал несколько этапов:

1) поиск условий для эффективного энерговыделения РЭП с  $W \sim 100$  кДж в плазме с  $n \sim 10^{21}$  м $^{-3}$  в однородном магнитном поле;

2) исследование схемы двухступенчатого нагрева плотной плазмы;

3) увеличение длины магнитной системы и улучшение энергетических характеристик РЭП;

4) исследование нагрева и удержания плазмы в многопробочной конфигурации магнитной системы.

На первом этапе работ установка представляла собой 7-метровую плазменную систему с полем до 4,5 Тл в соленоиде и до 12 Тл в одиночных концевых пробках [122]. Электронный пучок генерировался в плоском диоде ускорителя У-3 и после сжатия в магнитном поле инжектировался в плазму через тонкую разделительную фольгу, сгоравшую в каждом выстреле. Стартовая плазма создавалась сильноточным разрядом вдоль всей

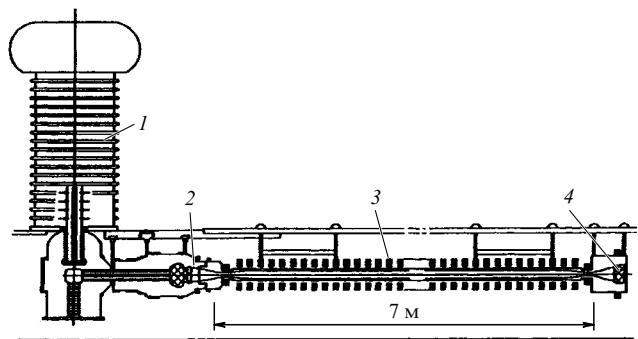


Рис. 13. Схема первой очереди установки ГОЛ-3: 1 — генератор электронного пучка У-3, 2 — мегавольтный диод, 3 — магнитная система с плазменной камерой, 4 — выходной узел с системой создания стартовой плазмы.

камеры [142]. Схема установки приведена на рис. 13, основные результаты экспериментов опубликованы в [143, 144].

В экспериментах впервые для открытых систем удержания плазмы достигнута электронная температура 1 кэВ при плотности  $n_e = (0,8–1) \times 10^{21}$  м $^{-3}$  [144]. При этом пучок терял до 25–30 % первоначальной энергии, однако в плазме к концу импульса оставалось только около 5 % начальной энергии пучка, остальное уносилось на торцы быстрыми электронами. Разница между энергией, потерянной пучком, и энергией, оставшейся в плазме, не является критической. Эта разница частично связана с небольшими длиной и плотностью плазмы в исследовательской установке. Предполагалось, что установка реакторного класса будет достаточно большой для того, чтобы не только обеспечить участок с однородным полем для релаксации пучка, но и создать достаточно длинные области с плотной плазмой, перехватывающей быстрые электроны по схеме двухступенчатого нагрева, обсуждавшейся в разделе 5.

Зависимость эффективности релаксации РЭП от плотности плазмы была такой же, как в экспериментах с пучками наносекундного диапазона: при плотности, меньшей некоторого порогового значения, потери энергии были практически постоянными, при превышении порогового значения начинался быстрый спад эффективности нагрева. Нагрев плазмы был неоднородным по длине. Более высокая температура плазмы и более длинный период инъекции пучка существенно изменили физическую картину нагрева плазмы. Важными стали процессы, связанные с движением ионов (в предыдущих экспериментах они просто не учитывались), резистивным затуханием обратного тока (что могло приводить к потере устойчивости системы) и электронной теплопроводности (которая ранее была несущественной ввиду низкой температуры).

Интересным новым результатом стало обнаружение эффективной термоизоляции плазмы, нагреваемой РЭП, благодаря подавлению продольной электронной теплопроводности в  $\sim 10^3$  раз [145]. В специальных экспериментах [146] этот эффект был продемонстрирован непосредственно. Впоследствии оказалось, что подавление продольной теплопроводности на стадии пучкового нагрева является одной из основных составляющих механизма быстрого коллективного нагрева ионов в ГОЛ-3 [147–149].

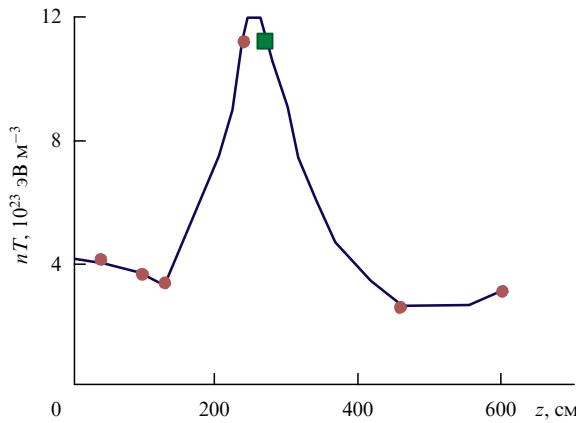


Рис. 14. Распределение давления плазмы по длине при работе с плотным плазменным сгустком в центре установки [150]. Квадратом показаны данные томсоновского рассеяния ( $T_e = 0,18$  кэВ и  $n_e = 6 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$ ), кружками — диамагнитные измерения.

Семиметровая длина плазмы позволила впервые провести эксперименты по проверке идеи двухступенчатого нагрева плотной плазмы. Области плотной плазмы создавались с помощью импульсного напуска газа с локальной плотностью до  $10^{25} \text{ м}^{-3}$ . Было продемонстрировано, что в области плотной плазмы действительно происходит концентрация энергии, величина давления плазмы в несколько раз превышала давление плазмы в области эффективного пучково-плазменного взаимодействия (рис. 14) [150]. В плотную плазму передавалось до половины энергии, теряемой электронным пучком. Максимальное удельное энергосодержание в плотном сгустке ограничивалось его разлетом вдоль магнитного поля со скоростью порядка ионно-звуковой. Работа со сгустками плотной плазмы позволила также с большой точностью измерить спектр быстрых электронов, рождающихся при пучково-плазменном взаимодействии [150]. Эксперименты с плотными сгустками показали, что существовавшие ранее теоретические требования к однородности плотности на уровне  $\Delta n/n \ll 1$  являются чрезмерно строгими.

Вторая очередь установки ГОЛ-3-II отличалась от первой увеличенной до 12 м длиной магнитной системы, которая стала состоять из 110 катушек, и использованием ускорителя У-2 в качестве источника РЭП. В плазму инжектировался пучок с  $W \leq 200$  кДж и  $\tau \leq 10$  мкс [151]. Соответственно, были получены более высокие локальные параметры плазмы [152, 153], в том числе с сильно неоднородным начальным распределением плотности по длине. Эффективная продольная термоизоляция на стадии нагрева позволила сохранить линейную зависимость эффективности передачи энергии в плазму (рис. 15).

Магнитная система ГОЛ-3 позволяла создавать различные профили магнитного поля по длине, часть из них показана на рис. 16. Результаты исследований физики нагрева и удержания плазмы в частичной или полной многопробочной конфигурации опубликованы в [154–166]. В основном эксперименты проводились с гофрировкой  $l = 22$  см,  $R \approx 1,5$ ,  $B_{\max} = 4,8$  Тл,  $B_{\min} = 3,3$  Тл. В одном эксперименте [167] начальная часть установки имела более сильную гофрировку:  $l = 44$  см,  $R \approx 2,7$ ,  $B_{\max} = 6,0$  Тл,  $B_{\min} = 2,2$  Тл. Были найдены условия

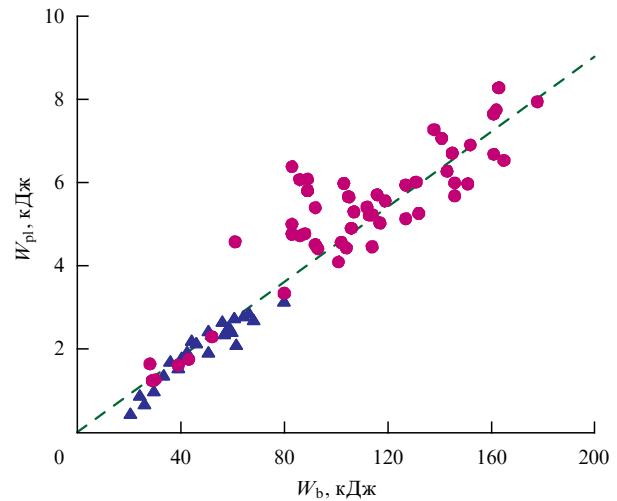


Рис. 15. Зависимость конечного энергосодержания плазмы от входного энергосодержания пучка для первой (треугольники) и второй (кружки) очередей ГОЛ-3. Штриховая линия соответствует  $W_{\text{pl}}/W_b = 4,5\%$ .

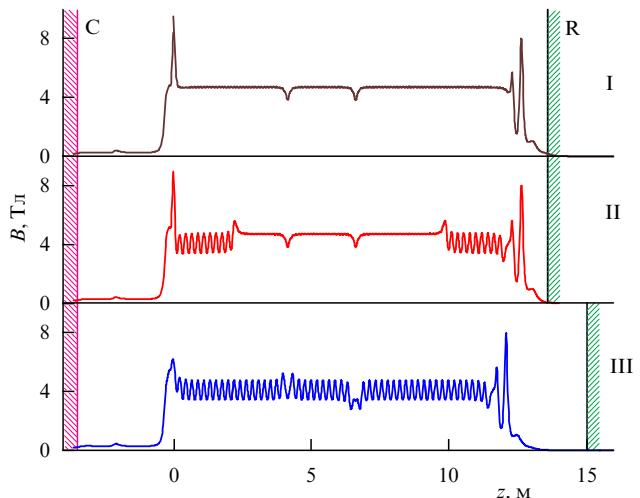
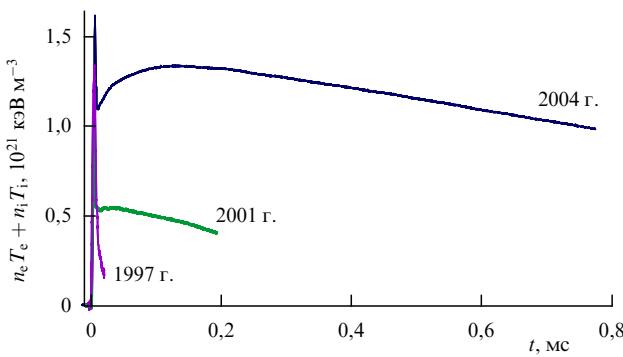


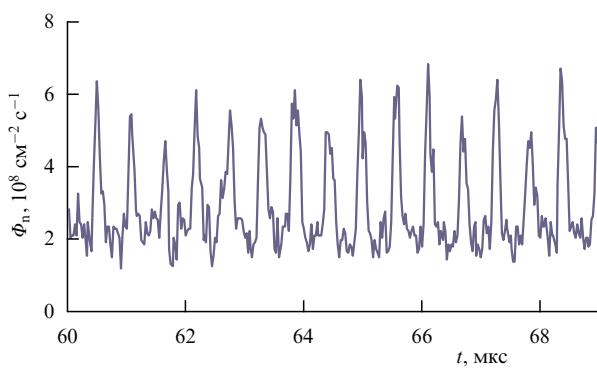
Рис. 16. Примеры конфигураций магнитного поля ГОЛ-3: I — однородное поле, II — гофрировка с  $R \approx 1,5$  на концевых участках длиной 2,2 м; III — полностью гофрированная система (соленоид укорочен до 103 катушек, установлен выходной расширитель), С — положение катода, R — положение приемника пучка. Нерегулярности при  $z = 4,1$  м и  $z = 6,6$  м связаны с конструкцией камеры.

эффективного энерговыделения пучка в гофрированном магнитном поле. Оказалось, что технология нагрева плазмы электронным пучком в многопробочном магнитном поле приводит к возникновению принципиально нового коллективного механизма быстрого нагрева ионов [147–149]. В результате в экспериментах была обнаружена и исследована парадоксальная ситуация: электронный пучок нагревает в основном электроны плазмы, но после прекращения инъекции пучка плазма в течение малого времени становится ионно-горячей. Эта ситуация была необычной, поэтому имевшийся комплекс плазменных диагностик [168–170] был существенно улучшен [171–181] для проверки данного результата.

В качестве основного итогового результата работ можно привести рис. 17, на котором изображена дина-



**Рис. 17.** Диамагнитные сигналы в разных конфигурациях: 1997 г. — однородное поле,  $n_e = 0,9 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$ ; 2001 г. — концевые секции гофрированного поля длиной 4 м,  $n_e = 0,3 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$ ; 2004 г. — полная гофировка,  $n_e = 1,5 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$ .



**Рис. 18.** Локальный поток нейтронов  $\Phi_n$  от D—D-реакций из одной из ячеек многопробочного ловушки.

мика диамагнитных сигналов для разных конфигураций магнитного поля [156]. Видно, что энергетическое время жизни плазмы  $\tau_E$  существенно возросло при переходе в многопробочный режим. В оптимальных условиях достигнуто  $\tau_E \approx 1 \text{ мс}$  [156], что соответствует расчётам [66] для конкретной конфигурации магнитного поля.

Неожиданным результатом оказалось экспериментальное обнаружение нового режима течения плазмы через многопробочную систему, при котором в ячейках ловушки возникала баунс-неустойчивость ионов со скоростями вблизи границы конуса потерь, которая в эксперименте проявлялась как периодические всплески нейтронных сигналов [156, 159] (рис. 18). Вскоре было дано и теоретическое объяснение этого явления [182]. В отличие от большинства других плазменных неустойчивостей, данный эффект оказался полезным, поскольку ограничивал скорость течения плазмы на участках с большим продольным градиентом давления и тем самым улучшал удержание плазмы в ловушке.

Совокупность коллективных процессов, возникающих в пучково-плазменной системе, удерживаемой в многопробочной ловушке, привела к сильному отличию режимов удержания плазмы в ГОЛ-3 от теоретических предсказаний. Так, абсолютная величина  $\tau_E \approx 1 \text{ мс}$  соответствовала теоретическим предсказаниям для лучших режимов. Однако этот режим достигался при существенно меньшей плотности плазмы, чем ожидалось согласно теории. Таким образом, в эксперименте было продемонстрировано, что можно использовать различные коллективные эффекты для того, чтобы снизить

требования к сверхвысокой плотности плазмы в многопробочном реакторе.

Как отмечалось выше, многопробочная ловушка не удовлетворяет критерию устойчивости [6]. Однако в экспериментах удалось получить устойчивую транспортировку пучка и удержание плазмы с помощью принудительно задаваемой радиальной структуры продольных токов [183–188]. В результате создавалась магнитная структура с сильным широм.

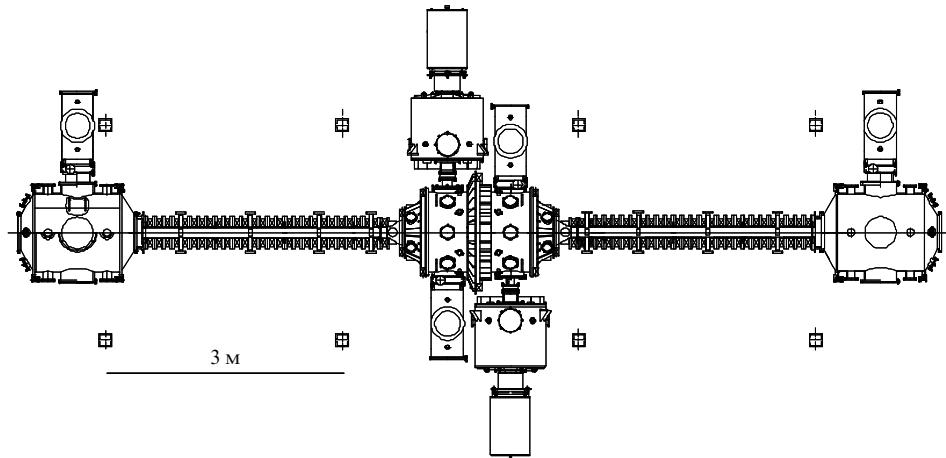
В отдельных экспериментах изучалась возможность достижения режимов с  $\beta \sim 1$ . В частности, в [189] использовалась специальная конфигурация с дополнительной областью со слабым магнитным полем в начальной части установки, достигнуто локальное значение  $\beta = 40\%$ . В экспериментах с пеллет-инжекцией [190] на начальной стадии формирования плотного плазмоида измерена плотность  $n_e \approx 10^{24} \text{ м}^{-3}$ , при этом формально вычисляемая по данным спектроскопии величина  $\beta \sim 1$ . Затем плазмоид быстро расширяется вдоль магнитного поля и давление внутри него падает.

Таким образом, на установке ГОЛ-3 впервые было продемонстрировано существенное увеличение времени жизни субтермоядерной плазмы в многопробочном магнитном поле. Научные задачи установки были в основном выполнены. Однако по своим возможностям установка ГОЛ-3 являлась уникальным физическим инструментом, который позволил параллельно основной программе проводить исследования по смежным тематикам. Ввиду ограниченности объема данного обзора мы их только кратко перечислим.

При интенсивной коллективной релаксации электронного пучка в плазме через торцы установки из ловушки исходит мощный плазменный поток с горячими электронами. Параметры этого потока позволяют моделировать воздействие импульсных нагрузок на материалы дивертора и первой стенки токамаков реакторного класса в режимах большого срыва и неустойчивостей, локализованных на краю (Edge-Localized Mode — ELM). В экспериментах на ГОЛ-3 образцы располагались в магнитном поле величиной до 10 Тл при удельном энерговыделении до  $30 \text{ МДж м}^{-2}$ ; результаты исследований различных материалов обсуждаются в [191–202].

Плазма в ГОЛ-3 является системой с высоким уровнем ленгмюровской турбулентности. В такой плазме возможны нелинейные процессы конверсии ленгмюровского плазмонона в фотон на частоте верхнего гибридного резонанса и слияния двух плазмононов в фотон на второй гармонике этой частоты (обратный процесс с распадом фотона на две ленгмюровские волны играет важную роль в лазерном термоядерном синтезе). В теории это позволяет создавать мощный перестраиваемый импульсный генератор терагерцового диапазона частот при  $n_e > 10^{21} \text{ м}^{-3}$ . В экспериментах найдены условия для генерации излучения с частотой до 800 ГГц [203–209]. В настоящее время эксперименты проводятся с плазменной системой длиной 2 м [210].

Завершающей научной программой до начала крупной реконструкции ГОЛ-3 (см. раздел 7.1) являлись исследования пучково-плазменного взаимодействия с использованием электронного пучка с энергией 80 кэВ, мощностью 1–10 МВт и длительностью 30–300 мкс [211–215]. Несмотря на то что мощность пучка была на четыре порядка меньше, чем при использовании генератора У-2, плазма с плотностью



**Рис. 19.** Схема установки ГОЛ-NB в полной проектной конфигурации (вид сверху). Установка состоит из центральной ловушки, к которой присоединено два инжектора нейтральных пучков, двух многопробочных соленоидов и двух баков расширителей магнитного потока, в одном из которых расположен дуговой источник плазмы, а в другом — плазмоприёмник. Показаны также четыре модуля системы вакуумной откачки. Для масштаба показано расстояние между несущими колоннами.

$n_e \sim 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  успевала выйти на квазистационарное состояние и этим представляла интерес.

## 7. Современные проекты многопробочных систем

### 7.1. Установка ГОЛ-NB

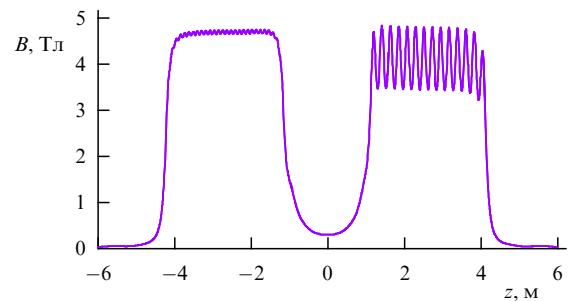
Успешная демонстрация многократного увеличения энергетического времени жизни плазмы в многопробочном конфигурации установки ГОЛ-3 позволила перейти к рассмотрению перспектив использования принципов многопробочного удержания в установках реакторного класса. Рассматривалось два возможных пути развития. Первый из них подразумевал прямую экстраполяцию результатов ГОЛ-3 на более крупную импульсную установку. Анализ возможностей построения многопробочного реактора с нагревом длинноимпульсным РЭП проведён в [216].

Другим возможным путём развития является интеграция центральной ловушки газодинамического типа и концевых секций с многопробочным полем. В экспериментах с комбинированным нагревом плазмы нейтральными пучками и электромагнитными волнами на частоте электронного циклотронного резонанса на установке ГДЛ (газодинамическая ловушка) была достигнута электронная температура до 1 кэВ [217], было также продемонстрировано устойчивое удержание плазмы при  $\beta \approx 60\%$  [218]. Средняя энергия быстрых ионов в этой установке составляла около 10 кэВ. Подробности физики газодинамического удержания плазмы рассматриваются в обзорах [219, 220]. Добавление многопробочных секций даже с умеренным коэффициентом подавления продольных потерь делает реактор на основе такой открытой ловушки достаточно привлекательным.

Физика нагрева и удержания плазмы в газодинамической ловушке сильно отличается от физики коллективных процессов, исследованных в установке ГОЛ-3. Поэтому было принято решение о трансформации ГОЛ-3 в систему, которая помимо многопробочных секций будет включать в себя небольшую ловушку газодинамического типа, в которой плазма должна нагреваться нейтраль-

ными пучками [221]. Поскольку для эффективной работы многопробочного удержания необходимо условие  $\lambda \sim l$ , газодинамический режим удержания в центральной ловушке будет обеспечиваться автоматически.

Новая конфигурация установки была названа ГОЛ-NB, чтобы сохранить преемственность с линией ГОЛ и подчеркнуть новый метод нагрева плазмы нейтральными пучками (neutral beams, NB). Схема установки приведена на рис. 19. Центральная ловушка имеет длину около 2,5 м с магнитной индукцией в центральной плоскости до  $B_0 = 0,6$  Тл и в пробках до  $B_{\max} = 4,5$  Тл. Базовым режимом работы станут эксперименты с  $B_0 = -0,3$  Тл при  $R \approx 15$ . Плазма будет нагреваться двумя инжекторами нейтральных пучков с мощностью 0,75 МВт каждый [222]. С двух сторон от центральной ловушки расположены соленоиды с сильным полем длиной около 3 м (по 28 стандартных катушек соленоида ГОЛ-3). В зависимости от задачи эксперимента эти соленоиды могут переключаться либо в режим однородного магнитного поля с  $B = 4,5$  Тл, либо в режим многопробочной ловушки с  $B_{\max} = 4,5$  Тл,  $B_{\min} = 3,3$  Тл и  $l = 22$  см (точно так же, как в экспериментах на установке ГОЛ-3) (рис. 20). После соленоидов размещены концевые баки, в которых магнитный поток расширяется так, что плазма принимается на плазмоприёмники большой площади. В одном из баков располагается дуговой источник, соз-



**Рис. 20.** Профиль магнитного поля вдоль оси при  $B_0 = 0,3$  Тл. Левый соленоид показан в режиме однородного поля, правый — в режиме многопробочной конфигурации.

дающий стартовую низкотемпературную плазму. Стабилизация плазмы на начальном этапе будет осуществляться методом "вихревого удержания", успешно работающим на установке ГДЛ [223]. Для этого внутри камеры предусмотрены специальные электроды, с помощью которых будет организовано дифференциальное вращение плазмы. При необходимости могут применяться и другие методы (см. обзор [69]).

Следует отметить одно важное различие между программами ГОЛ-З и ГОЛ-NB. Первая из этих установок проектировалась как система, которая должна обеспечить получение рекордных параметров плазмы (в классе открытых ловушек). Эта задача была выполнена. В то же время ГОЛ-NB строится для изучения тонкостей работы многопробочных секций. Установка сознательно спроектирована так, чтобы продольный канал потерь через пробки был основным. Поэтому непосредственная демонстрация эффекта улучшения удержания плазмы в центральной ловушке при включении соленоидов в многопробочную конфигурацию не будет маскироваться второстепенными процессами. При этом ожидается, что параметры плазмы будут более скромными, чем в действующей установке ГДЛ (меньше размер центральной ловушки, меньше пробочное отношение  $R$ , ниже мощность нагрева). Численное моделирование динамики параметров плазмы в ГОЛ-NB было проведено в [224] при предположении о том, что на плазму с такими параметрами, которые она будет иметь в новой установке, можно экстраполировать известные физику и технологию.

Область параметров, доступная для экспериментов, показана на рис. 21 [221]. Ожидается, что в режиме чисто газодинамического удержания параметры плазмы в центре будут соответствовать точке А. При переходе в режим многопробочного удержания рабочая точка ориентировочно переместится в положение В (из различных вариантов сценариев эксперимента здесь выбран тот, при котором рабочая точка смещается в среднюю часть полосы между кривыми  $\lambda = L$  и  $\lambda = l$ ). Если

расчёты параметры плазмы удастся получить в эксперименте, то это станет первой прямой демонстрацией эффективности многопробочных секций в полноценной конфигурации ловушки. Длительность эксперимента на ГОЛ-NB ограничена временем 3–5 мс, связанным с длительностью поддержания магнитного поля. Более подробно научные обоснования проекта и физическая программа обсуждаются в [225].

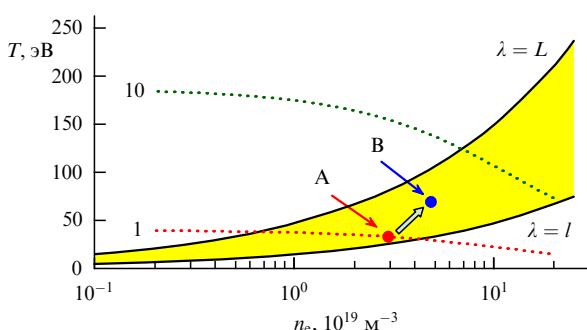
Проектирование установки ГОЛ-NB было начато осенью 2014 г. Ход работ по проекту демонстрирует одно из основных инженерных преимуществ открытых ловушек: благодаря линейной топологии установку легко выполнить в виде отдельных модулей, которые могут добавляться в проект и вводиться в работу по мере готовности. В настоящее время собрана стартовая очередь установки, включающая в себя оба концевых бака, часть соленоида (34 из 56 катушек) и короткую временную секцию камеры, к которой подключены инжекторы нейтральных пучков. На этой системе, которая полностью занимает доступную в настоящее время часть экспериментальной площадки, производятся работы по запуску основных элементов установки. В частности, ведётся отработка режимов транспортировки струи стартовой плазмы из дугового источника через секции сильного поля [226]. Оба нейтральных инжектора доведены до проектных параметров в первичном ионном пучке [227]. Создана и прошла опытную эксплуатацию новая система управления ёмкостным накопителем,итающим магнитную систему [228]. В производстве находится центральная ловушка и катушки её магнитной системы, сборка установки в полной конфигурации планируется на конец 2019 г.

## 7.2. Программа

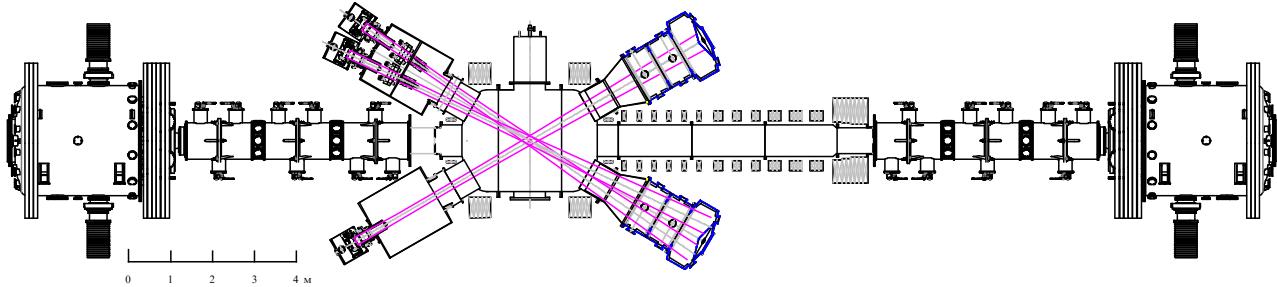
### "Газодинамическая многопробочная ловушка"

Перспективы использования принципов многопробочного удержания плазмы в установках с параметрами термоядерного диапазона связаны с программой "Газодинамическая многопробочная ловушка" (ГДМЛ) в ИЯФ СО РАН, которая направлена на создание открытой ловушки нового поколения — демонстратора технологий, которые могли бы использоваться при сооружении термоядерного реактора. В течение ряда лет изучалась возможность создания материаловедческого источника нейтронов от D-T-реакции с плотностью потока  $2-5 \text{ МВт м}^{-2}$  в открытой ловушке газодинамического типа с двухкомпонентной плазмой (см., например, [219, 229, 230]). Проект ГДМЛ [231] является попыткой объединить лучшие стороны газодинамических и многопробочных ловушек в одной установке. В настоящее время работа находится на стадии концептуального проекта, в который вносятся изменения и улучшения, связанные с появлением новых теоретических и экспериментальных результатов.

Предполагается, что установка ГДМЛ будет исследовательским инструментом, работающим с водородной плазмой при незначительной радиоактивности. Магнитная система установки является модульной, что позволяет постепенно развивать возможности эксперимента и улучшать параметры плазмы, а также гибко изменять программу исследований с небольшими затратами. На рисунке 22 показана схема ГДМЛ в первоначальной конфигурации [231]. Применение секций с многопробочным магнитным полем, согласно расчёту, поз-



**Рис. 21.** Область параметров плазмы для эксперимента ГОЛ-NB при включении секций сильного поля в режим простого соленоида (А) и в многопробочную конфигурацию (В). Сплошные кривые  $\lambda = L$  и  $\lambda = l$  ограничивают область эффективной работы многопробочной магнитной системы. Пунктирные кривые, рассчитанные в рамках простой модели энергобаланса, соответствуют различным коэффициентам подавления продольных потерь. Кривая, отмеченная как 1 (нет подавления потерь), соответствует чисто газодинамическому режиму работы ловушки, а кривая, отмеченная как 10, — максимально достижимому 10-кратному уменьшению продольных потерь. Параметры расчёта: магнитные поля  $B_{\max} = 4,5 \text{ Тл}$ ,  $B_0 = 0,3 \text{ Тл}$  ( $R = 15$ ), диаметр плазмы в центре  $2a = 20 \text{ см}$ , инжекция пучков  $2 \times 25 \text{ кэВ} \times 30 \text{ А}$ . (См. пояснения в тексте.)



**Рис. 22.** Схема установки ГДМЛ в первоначальной конфигурации [231]. Установка состоит из основной газодинамической ловушки, в которую проводится наклонная инъекция нейтральных пучков, с длинным участком постепенно увеличивающегося магнитного поля справа, секций с многопробочным магнитным полем с двух сторон от центральной ловушки и баков расширителей магнитного потока.

воляет увеличить коэффициент плазменного усиления от  $Q = 0,02$  в проекте нейтронного источника на основе ГДЛ [229] до  $Q = 0,1$  (в пересчёте на D-T-плазму). При увеличении длины системы (добавление второй области с плавно возрастающим полем слева от центральной ловушки и удлинение секций с многопробочным полем) данный проект позволит получать эквивалентное значение  $Q = 0,2$ . Этого уже достаточно для создания коммерчески привлекательного источника нейтронов для материаловедения и трансмутации наиболее опасных отходов ядерной энергетики. Установка должна работать с длинными импульсами, поэтому магнитная система предполагается сверхпроводящей с полем в пробках 7,3 Тл. Эффективное использование свойств магнитных материалов, возможное благодаря простой осесимметричной форме катушек, позволяет применять недорогой ниобий-титановый сверхпроводник. Для нагрева плазмы предполагается использовать восемь нейтральных инжекторов с единичной мощностью 1 МВт.

В первоначальной конфигурации ГДМЛ предполагалось, что плазма в установке будет двухкомпонентной. Основную мощность термоядерных реакций будет производить популяция быстрых ионов, образующихся из нейтральных пучков при их захвате в плазму в результате перезарядки или ионизации электронным ударом. Тёплый компонент плазмы с температурой около 1 кэВ будет обеспечивать МГД-стабильность плазмы в целом. Быстрые ионы будут постепенно тормозиться на электронах. Термализация этих частиц происходит быстрее, чем их рассеяние и вылет через магнитную пробку. Таким образом, вдоль магнитного поля будет теряться только тёплый компонент плазмы, подобно тому как это происходит сейчас в экспериментах на установке ГДЛ [220]. Температура этого компонента существенно ниже средней энергии быстрых ионов, что значительно уменьшает сложность и стоимость создания многопробочной системы для торможения потока такой плазмы по сравнению с таковыми в ранних концепциях многопробочных реакторов.

Даже в первоначальном варианте установка ГДМЛ является крупным инженерным сооружением, которое потребует специального решения о финансировании и начале работ. В настоящее время на действующих и строящихся плазменных установках ИЯФ ведутся физические эксперименты в поддержку программы ГДМЛ. Новые результаты теоретических и экспериментальных работ вносятся в концептуальный проект установки. Рассматриваются некоторые новые физические концепции, в частности, идея диамагнитной ловушки [232],

секции с геликоидальным полем (которые будут рассматриваться в разделе 8), гибридные сценарии нагрева плазмы и ряд других улучшений. Ведётся также рабочее проектирование некоторых элементов новой установки для оценки правильности принятых технических решений.

## 8. Улучшенные схемы многопробочных ловушек

### 8.1. Модификации схемы многопробочного удержания

В разделах 3–7 рассматривались теоретические и экспериментальные работы, которые следовали первоначальной идеи удержания плазмы в магнитном поле с периодической гофрировкой. В теории появилось несколько новых идей, часть которых является неочевидной и ломающей существующие парадигмы физики плазмы. Одна из этих идей уже упоминалась ранее в контексте экспериментов на установке ГОЛ-3: введение в систему турбулентности подавляет продольные потери по каналу электронной теплопроводности и тем самым улучшает продольное удержание (в связи с чем физика установок с малой длиной свободного пробега значительно отличается в лучшую сторону от физики токамаков и стеллараторов, в которых турбулентность резко ухудшает удержание плазмы).

Первой идеей, направленной на оптимизацию магнитной системы, является учёт изменения параметров плазмы вдоль оси. Поскольку длина свободного пробега ионов изменяется от средней части ловушки к её краю, период гофрировки поля подстраивается к этому изменению так, что установка работает в оптимальном по удержанию режиме в каждой точке по своей длине. Идея, которая впервые была высказана в [11], в силу своей очевидности рассматривается во многих работах, из которых мы упомянем только [233, 234]. Из относительных недостатков схемы надо отметить то, что установка становится оптимизированной для конкретных параметров плазмы, тем самым сужается возможность варьирования режимов работы. Это не будет являться недостатком для реакторов, но в исследовательских установках пока не применялось.

Вторая идея необычна для физики высокотемпературной плазмы, в которой экспериментаторы стараются исключить попадание посторонних примесей в область удержания. Предложение добавить в плазму некоторое количество примесей для замедления её разлёта впервые было выдвинуто в [235] применительно к проблеме

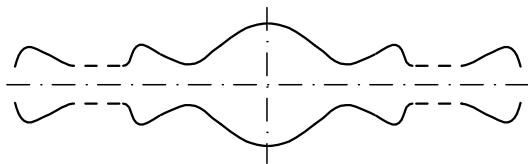


Рис. 23. Огибающая силовая линия магнитного поля в ловушке с асимметричными пробками [239].

инерциального термоядерного синтеза. С одной стороны, примеси приводят к увеличению радиационных потерь и уменьшают долю изотопов водорода в плазме. С другой стороны, некоторая доля ионов с большим зарядом может существенно повлиять на рассеяние частиц, что уменьшает длину многопробочкой системы. Данное предложение исследовалось, например, в [75, 236–238]. В частности, авторы [238] получили в расчётах увеличение коэффициента плазменного усиления  $Q$  в 3–4,5 раза (или сокращение длины системы в 2,5 раза) при введении нескольких процентов неона в концевые многопробочные секции.

Элементарные ячейки классических многопробочных систем симметричны относительно их центральных плоскостей. Поэтому направления вылета частиц из какой-либо элементарной ячейки равновероятны. Далее будут рассмотрены предложения, в рамках которых создавалась асимметрия течения плазмы. Первым из них является идея [239] создания резко асимметричных магнитных конфигураций (рис. 23).

В такой системе плазма растекается из центральной области удержания через асимметричные многопробочные секции. При движении от минимума поля в элементарной ячейке в сторону края ловушки захваченная частица, встречая быстро нарастающее магнитное поле, будет от него отражаться в силу сохранения магнитного момента. Эта частица при своём движении в сторону центра ловушки будет испытывать столкновения вследствие условия  $\lambda \sim l$ , поэтому с некоторой вероятностью она рассеется в конус потерь при движении через пологую магнитную пробку и перейдёт в ячейку, расположенную ближе к центру. Таким образом, в асимметричной системе с соразмерной длиной свободного пробега можно организовать случайное блуждание частиц с неравновероятным вылетом. В подобных системах время удержания плазмы экспоненциально зависит от длины системы. Однако предложение [239] пока экспериментально не проверялось.

Идея нарушения симметрии присутствует в несколько изменённом виде в работах [240–242]. Суть предложений состоит в том, что в каждой ячейке гофрированного поля непосредственно перед дальней от центра магнитной пробкой располагается система радиочастотного нагрева, вкладывающая энергию в поперечные степени свободы. Теоретически исследовались разные диапазоны частот. В такой системе частица не проходит через дальнюю от центра пробку элементарной ячейки, поскольку получает большую поперечную компоненту вектора скорости. При движении в сторону центра ловушки частица испытывает рассеяние в силу условия  $\lambda \sim l$  и с некоторой вероятностью переходит в ячейку, более близкую к центру. Экспериментальной проверки жизнеспособности данной идеи также не проводилось.

## 8.2. Ловушка с геликоидальным полем

Интересной теоретической идеей, которая долгое время считалась нереализуемой, является предложение использовать бегущие магнитные пробки, перемещающиеся от краёв ловушки к её центру со скоростью порядка ионной тепловой [25]. В такой системе ожидаются два эффекта: дополнительный нагрев плазмы при отражении от движущейся магнитной пробки и появление силы, направленной к центру ловушки. Процессы в системах с переменными магнитными полями изучались теоретически [243–245], но применительно к параметрам плазмы и магнитного поля в многопробочном реакторе практическая реализация этого считалась неосуществимой.

Одним из теоретических достижений последнего времени стала работа [246], в которой предложена оригинальная концепция геликоидальных многопробочных секций. Магнитное поле в такой системе состоит из однородного поля простого соленоида, на которое наложено поле винтовой обмотки. Такая система очень напоминает магнитное поле распрямлённого стелларатора. Если в плазме существует радиальное электрическое поле, то частицы подвержены дрейфу в скрещенных электрическом и магнитном полях. Плазма начинает вращаться. Во вращающейся системе отсчёта, связанной с плазмой, геликоидальное магнитное поле от неподвижных катушек будет выглядеть вращающимся, с бегущими вдоль оси магнитными пробками. Скорость перемещения магнитных пробок в системе отсчёта плазмы выражается как

$$V_z = \frac{chE_r}{2\pi aB_z}, \quad (8)$$

где  $a$  — радиус плазмы,  $h$  — шаг винтовой намотки,  $h \gg a$ ,  $c$  — скорость света,  $E_r$  — радиальное электрическое поле,  $B_z$  — продольное магнитное поле.

Направление силы, действующей на плазму, будет зависеть от трёх параметров: направления силовой линии магнитного поля, спиральности (направления намотки) геликоидальной катушки и направления радиального электрического поля. В отличие от тороидальных систем, открытые ловушки позволяют подавать требуемое радиальное распределение потенциала с торцов. Поэтому, используя разные спиральности геликоидального поля с двух сторон от основной зоны удержания, можно организовать перекачку плазмы от краёв ловушки к её центру (рис. 24). Магнитная система при этом работает как шнековый насос, а энергия, затрачиваемая на вращение плазмы, поступает от внешнего источника питания, поддерживающего требуемое радиальное распределение потенциала. Данное предложение полностью совместимо с технологией вихревого удержа-



Рис. 24. (В цвете онлайн.) Вид магнитной поверхности в установке, состоящей из центральной газодинамической ловушки с дополнительными секциями геликоидального магнитного поля. Интенсивность цвета пропорциональна магнитной индукции. Стрелками показаны направление вращения плазмы и направление силы, действующей на плазменный поток.

ния плазмы, при которой дифференциальное вращение плазмы реализуется посредством подачи потенциала на специальные кольцевые электроды [223].

Необходимо отметить три интересные особенности данного предложения. Первая из них состоит в том, что если изменить либо полярность приложенного напряжения, либо направление магнитного поля, то вместо перекачки энергии внутрь ловушки плазменный поток будет ускоряться вовне. Такая система (точнее, половина от плазменной ловушки, показанной на рис. 24), может использоваться как плазменный двигатель с изменяющимся удельным импульсом для полётов в дальнем космосе [247]. Второй особенностью системы является характер неоклассического переноса частиц. В торoidalных системах неоклассические эффекты приводят к повышенному радиальному переносу. В открытой ловушке с винтовым полем благодаря возможности принудительно задавать профиль потенциала с торца системы можно выбрать конфигурацию, в которой неоклассический радиальный дрейф направлен к оси [248]. В данном случае неоклассический радиальный дрейф будет противодействовать столкновительной диффузии поперёк магнитного поля, приводящей к постепенному расширению плазменного потока. Третьей особенностью данной схемы является то, что при движении магнитных пробок со сверхзвуковой скоростью будет автоматически происходить турбулентное рассеяние запертых частиц. Система обладает экспоненциальной зависимостью времени удержания частиц от длины установки.

Первая экспериментальная установка для проверки идеи управления плазменным потоком с помощью секций с винтовым магнитным полем сооружается в настоящее время в ИЯФ СО РАН на средства гранта Российского научного фонда. Установка СМОЛА (Сpirальная магнитная открытая ловушка) [249, 250] представляет собой половину от полномасштабной установки, изображённой на рис. 24. Схема установки приведена на рис. 25.

Плазма в установке СМОЛА создаётся источником 1 с катодом косвенного накала, из которого исходит поток частиц, имитирующий длинную центральную область удержания в схеме, показанной на рис. 24. Далее плазма заполняет соответствующую магнитную силовую трубку в баке источника 3 и через магнитную пробку по-

ступает в дрейфовую камеру длиной около 2 м. Магнитная система дрейфовой камеры состоит из соленоидалльной 5 и биспиральной 6 обмоток, в которых токи регулируются независимо. Радиальное электрическое поле создаётся посредством подачи требуемых напряжений на корпус источника плазмы 1, лимитеров 7 и секции плазмоприёмника 9. Планируются эксперименты с работой установки в режимах как торможения плазменного потока (многопробочная ловушка), так и его ускорения (плазменный двигатель).

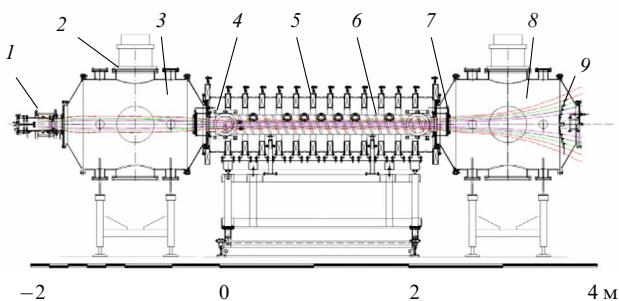
Установка была задумана как относительно простой стенд для быстрой проверки предсказаний теории, поэтому рабочее магнитное поле в дрейфовой камере невелико, не более 0,3 Тл. Проектирование установки СМОЛА было начато в 2015 г., в настоящее время вакуумная система полностью собрана, плазменная струя проведена от источника до противоположного торца установки. Начаты эксперименты по исследованию свойств плазмы в ловушке. Основные системы установки будут смонтированы к концу 2018 г.

## 9. Заключение

История исследований по термоядерной тематике не является простой. Из множества направлений исследований, возникших на начальном этапе работ, большинство испытывало периоды резкого оживления активности и длительные спады, которые сменялись новыми периодами активной работы. Во многом это было связано с высокими темпами исследований, в течение которых даже понятийный теоретический аппарат физики высокотемпературной плазмы иногда развивался под давлением экспериментальных работ. Периоды спада и оживления испытывали стеллараторы, пинчи с обращённым полем (Reversed Field Pinch, RFP), конфигурации с обращённым полем (Field-Reversed Configuration, FRC) и открытые ловушки.

Многопробочная ловушка Г.И. Будкера, В.В. Мирнова и Д.Д. Рютова явилась ответом на вызовы, которые встали на пути реализации идеи удержания плазмы в классическом пробкотроне Будкера–Поста. Эксперименты с плазмой в очень широком диапазоне параметров (от температуры 1500 °C и низкой плотности в установках первого поколения и до субтермоядерных параметров в установке ГОЛ-3) подтвердили основные положения теории многопробочного удержания. Но путь до реального реактора представлялся практически неосуществимым. Это привело к угасанию интереса к данному способу удержания плазмы, активные работы по которому продолжались только в ИЯФ.

Планомерная работа по исследованию физики разных типов открытых ловушек привела к очередному переосмыслению накопленных знаний и интеграции лучших качеств нескольких типов открытых ловушек в единую систему. В данном обзоре мы рассматривали сооружаемые установки ГОЛ-NB и СМОЛА, которые за относительно короткое время должны подготовить физическую базу знаний для установки реакторного класса ГДМЛ. Новые теоретические и экспериментальные идеи, вкладываемые несколькими научными группами в этот проект, позволяют с оптимизмом рассматривать реакторные перспективы современных открытых ловушек, выросших из первого пробкотрона Будкера–Поста.



**Рис. 25.** Схема установки СМОЛА: 1 — плазменная пушка, 2 — турбомолекулярный насос, 3 — бак источника плазмы, 4 — катушки коррекции, 5 — соленоид с однородным полем, 6 — биспиральная обмотка, 7 — лимитеры, 8 — бак выходного расширителя, 9 — секционированный плазмоприёмник. Кривыми показаны несколько характерных магнитных поверхностей.

**Таблица.** Установки ИЯФ СО РАН

Установка	Назначение	Параметры	Статус
ЩЕГОЛ [71]	Первые эксперименты со щелочной плазмой в многопробочной ловушке	$L = 2,4 \text{ м}$ , $N = 14$ , $B = 0,3/0,5 \text{ Тл}$ , $n \sim 10^{16} \text{ м}^{-3}$ , $T \sim 0,2 \text{ эВ}$	Закрыта после выполнения программы
ИНАР [119]	Первый эксперимент с высокой эффективностью коллективной релаксации РЭП в плазме	$L = 2,4 \text{ м}$ , $B = 2,5 \text{ Тл}$ , $W = 0,6 \text{ кДж}$ , $n \sim 10^{21} \text{ м}^{-3}$ , $W_e \sim 200 \text{ эВ}$	Преобразована в ИНАР-2
ГОЛ-1 [124]	Нагрев плазмы РЭП в длинном соленоиде	$L = 7,5 \text{ м}$ , $B = 1,35 \text{ Тл}$ , $W = 1 \text{ кДж}$ , $n \sim 3 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$ , $W_e \sim 100 \text{ эВ}$	Преобразована в ГОЛ-М
ГОЛ-2 [97]	Нагрев плазмы РЭП с увеличенной энергией	$W \sim 20 \text{ кДж}$	Закрыта на стадии эскизного проекта
ИНАР-2 [122]	Нагрев плазмы РЭП в сильном магнитном поле	$L = 0,75 \text{ м}$ , $B = 7 \text{ Тл}$ , $W = 1 \text{ кДж}$ , $n \sim 3 \times 10^{21} \text{ м}^{-3}$ , $W_e \sim 500 \text{ эВ}$	Закрыта после выполнения программы
ГДЛ [217]	Первая и единственная газодинамическая ловушка	$L = 7 \text{ м}$ , $B = 0,35 (10) \text{ Тл}$ , $n \sim 2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , $T_e \sim 1 \text{ кэВ}$ , $W_i \sim 12 \text{ кэВ}$ , $\beta \sim 60\%$	Работает
ГОЛ-М [126]	Особенности физики пучково-плазменного взаимодействия	$L = 2,5 \text{ м}$ , $B = 2,5 \text{ Тл}$ , $W = 0,25 \text{ кДж}$ , $n \sim 10^{21} \text{ м}^{-3}$ , $T_e \sim 50 \text{ эВ}$	Закрыта после выполнения программы
ГОЛ-3-I [144]	Первая очередь установки ГОЛ-3, нагрев плазмы РЭП в соленоиде при $W \sim 100 \text{ кДж}$	$L = 7 \text{ м}$ , $B = 4,5 (12) \text{ Тл}$ , $W < 100 \text{ кДж}$ , $n \sim 10^{21} \text{ м}^{-3}$ , $W_e \sim 1 \text{ кэВ}$ , $T_i < 50 \text{ эВ}$	Преобразована в ГОЛ-3-II
ГОЛ-3-II [151]	Вторая очередь установки ГОЛ-3 с увеличенными параметрами	$L = 12 \text{ м}$ , $B = 4,5 (12) \text{ Тл}$ , $W < 200 \text{ кДж}$ , $n \sim 10^{21} \text{ м}^{-3}$ , $W_e \sim 3 \text{ кэВ}$ , $T_i < 50 \text{ эВ}$	Преобразована в ГОЛ-3
ГОЛ-3 [160]	Многопробочная ловушка с нагревом плазмы РЭП	$L = 12 \text{ м}$ , $N = 55$ , $B = 3,2/4,8 \text{ Тл}$ , $W < 150 \text{ кДж}$ , $n \sim 10^{21} \text{ м}^{-3}$ , $W_e \sim 5 \text{ кэВ}$ , $T_i \sim 3 \text{ кэВ}$ , $\tau_E \sim 1 \text{ мс}$	Работает с $L = 2 \text{ м}$ [210], часть инфраструктуры используется для ГОЛ-NB
СМОЛА [250]	Установка с геликоидальным полем	Проектные параметры: $L = 2 \text{ м}$ , $N = 12$ , $B = 0,3 \text{ Тл}$ , $n \sim 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , $T \sim 10 \text{ эВ}$	На стадии физического запуска
ГОЛ-NB [225]	Газодинамическая ловушка с многопробочными концевыми секциями и нагревом нейтральными пучками	Проектные параметры: $L = 8,7 \text{ м}$ , $N = 14 + 14$ , $B = 0,3 (3,2/4,8) \text{ Тл}$ , $n \sim 3 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , $T \sim 50 \text{ эВ}$	Сооружается
ГДМЛ [231]	Модульная открытая ловушка нового поколения — демонстратор технологий с плазмой субреакторного класса	Предполагается эквивалентное значение $Q_{DT} = 0,1 - 1$	Концептуальный проект

**Благодарности**

Авторы выражают благодарность коллективам установок ГОЛ-3 и ГДЛ, а также группе теории плазмы ИЯФ СО РАН за сотрудничество и полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства научных организаций.

**10. Приложение.****Перечень установок ИЯФ СО РАН, упоминаемых в статье**

Список установок ИЯФ, упоминаемых выше, приводится в виде таблицы, в которой указаны: название установки, одна из библиографических ссылок, назначение, некоторые параметры и статус. Установки перечислены в хронологическом порядке их появления. Максимальные значения параметров плазмы обычно не достигались одновременно. Средние энергии электронов и ионов при немаксвелловских функциях распределения обозначены как  $W_e$  и  $W_i$ ; остальные обозначения определены выше в тексте. В скобках дана величина магнитного поля в пробках для тех установок, для которых это существенно; перед косой чертой приведено значение минимального поля в многопробочной магнитной системе, а после неё — максимального.

**Список литературы**

- Будкер Г И, в сб. *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций* Т. 3 (Под ред. М А Леонтьевича) (М.: Изд-во АН СССР, 1958) с. 3; Пер. на англ. яз.: Budker G I *Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermonuclear Reactions* Vol. 3 (Ed. M A Leontovich) (New York: Pergamon Press, 1959) p. 1
- Post R F, in *Proc. Second United Nations Internat. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy* Vol. 32 (Geneva: United Nations, 1958) p. 245
- Alfvén H *Ark. Mat. Astr. Fys. A* **27** (22) (1940)
- Родионов С Н *Атомная энергия* **6** 623 (1959)
- Gibson G, Jordan W C, Lauer E J *Phys. Rev. Lett.* **5** 141 (1960)
- Rosenbluth M N, Longmire C L *Ann. Physics* **1** 120 (1957)
- Готт Ю В, Иоффе М С, Тельковский В Г *Nucl. Fusion Suppl.* **3** 1045 (1962)
- Иоффе М С, Кадомцев Б Б *УФН* **100** 601 (1970); Ioffe M S, Kadomtsev B B *Sov. Phys. Usp.* **13** 225 (1970)
- Кругляков Э П, в сб. *Академик Г.И. Будкер. Очерки. Воспоминания* (Под ред. А Н Скринского) (Новосибирск: Наука, 1988) с. 124
- Будкер Г И, Мирнов В В, Рютов Д Д *Письма в ЖЭТФ* **14** 320 (1971); Budker G I, Mirnov V V, Ryutov D D *JETP Lett.* **14** 212 (1971)
- Logan B G et al. *Phys. Rev. Lett.* **28** 144 (1972)
- Рютов Д Д, в сб. *Академик Г.И. Будкер. Очерки. Воспоминания* (Под ред. А Н Скринского) (Новосибирск: Наука, 1988) с. 173
- Post R F *Nucl. Fusion* **27** 1579 (1987)

14. Рютов Д Д *УФН* **154** 565 (1988); Ryutov D D *Sov. Phys. Usp.* **31** 300 (1988)
15. Northrop T G, Teller E *Phys. Rev.* **117** 215 (1960)
16. Kadomtsev B B, Braginsky S I, in *Proc. Second United Nations Internat. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy* Vol. 32 (Geneva: UN, 1958) p. 233
17. Кадомцев Б Б, в сб. *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций* Т. 3 (М.: Изд-во АН СССР, 1958) с. 285; Пер. на англ. яз.: Budker G I *Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermonuclear Reactions* Vol. 3 (Ed. M A Leontovich) (New York: Pergamon Press, 1959)
18. Арцимович Л А *УФН* **66** 545 (1958); Artsimovich L A *Sov. Phys. Usp.* **1** 191 (1958)
19. Tuck J L *Phys. Rev. Lett.* **20** 715 (1968)
20. Post R F *Phys. Rev. Lett.* **18** 232 (1967)
21. Mirnov V V, Ryutov D D *Nucl. Fusion* **12** 627 (1972); с исправлениями в *Nucl. Fusion* **13** 314 (1973)
22. Hinton F L, Oberman C *Nucl. Fusion* **9** 319 (1969)
23. Брейзман Б Н, Мирнов В В, Рютов Д Д *ЖЭТФ* **58** 1770 (1970); Breizman B N, Mirnov V V, Ryutov D D *Sov. Phys. JETP* **31** 948 (1970)
24. Mirnov V V *Nucl. Fusion* **11** 221 (1971)
25. Будкер Г И, Мирнов В В, Рютов Д Д, в сб. *Междунар. конф. по теории плазмы, Киев, 1971* (Киев: ИТФ АН УССР, 1972) с. 145
26. Makhijani A et al. *Phys. Fluids* **17** 1291 (1974)
27. Векштейн Г Е и др. *ПМТФ* (6) 3 (1974)
28. Васильев Ю В, Мирнов В В *ПМТФ* (6) 14 (1974)
29. Будкер Г И и др., in *Plasma Phys. Control. Nuclear Fusion Res.* (Fifth Conf. Proc., Tokyo, 1974) Vol. 2 (Vienna: IAEA, 1974) p. 763
30. Будкер Г И и др. *Изв. АН СССР. Сер. Энергетика и транспорт* (6) 35 (1975)
31. Спектор М Д *ПМТФ* (1) 30 (1975)
32. Humphries Jr S *Plasma Phys.* **17** 973 (1975)
33. Vekshtein G E et al., in *Plasma Phys. Control. Nuclear Fusion Res., Sixth Conf. Proc., Berchtesgaden, 1976* Vol. 3 (Vienna: IAEA, 1977) p. 535
34. Шапиро Д А *Физика плазмы* **3** 545 (1977)
35. Васильев Ю В, Рютов Д Д *ПМТФ* (3) 18 (1977)
36. Tuszewski M, Lichtenberg A J *Phys. Fluids* **20** 1263 (1977)
37. McMullin J N, Capjack C E *Phys. Fluids* **20** 1566 (1977)
38. Seyler C E, Grossmann W, Steinhauer L C *Comm. Plasma Phys. Control. Fusion* **4** 21 (1978)
39. Gary S P *Nucl. Fusion* **18** 327 (1978)
40. Riordan J C, Lichtenberg A J, Lieberman M A *Nucl. Fusion* **19** 21 (1979)
41. Konkashbaev I K *Nucl. Fusion* **19** 112 (1979)
42. Musher S L, Spector M D *Nucl. Fusion* **20** 149 (1980)
43. Brunel F et al. *Phys. Rev. Lett.* **44** 1494 (1980)
44. Tuszewski M, Lieberman M A *Phys. Fluids* **24** 320 (1981)
45. Bravenec R V et al. *Phys. Fluids* **24** 1320 (1981)
46. Bravenec R V, Berk H L, Hammer J H *Phys. Fluids* **25** 608 (1982)
47. Векштейн Г Е *ЖЭТФ* **84** 549 (1983); Vekshtein G E *Sov. Phys. JETP* **57** 317 (1983)
48. Najmabadi F, Lichtenberg A J, Lieberman M A *Phys. Fluids* **26** 1018 (1983)
49. Price H D et al. *Phys. Fluids* **28** 392 (1985)
50. Berk H L, Wong H V *Phys. Fluids* **28** 1881 (1985)
51. Zawaideh E, Najmabadi F, Conn R W *Phys. Fluids* **29** 463 (1986)
52. Векштейн Г Е, в сб. *Вопросы теории плазмы* (Под ред. Б Б Кадомцева) Т. 15 (М.: Энергоатомиздат, 1987) с. 3
53. Kang B K, Lichtenberg A J, Nevins W M *Phys. Fluids* **30** 1416 (1987)
54. Aydemir A Y et al. *Phys. Fluids* **30** 3083 (1987)
55. Zawaideh E, Kim N S, Najmabadi F *Phys. Fluids* **31** 3280 (1988)
56. Гирка И А, Лапшин В И, Степанов К Н *Физика плазмы* **20** 1020 (1994); Girka I A, Lapshin V I, Stepanov K N *Plasma Phys. Rep.* **20** 916 (1994)
57. Гирка И А, Лапшин В И, Степанов К Н *Физика плазмы* **24** 1015 (1998); Girka I A, Lapshin V I, Stepanov K N *Plasma Phys. Rep.* **24** 948 (1998)
58. Cakir S et al. *Fusion Technol.* **35** 215 (1999)
59. Vekstein G *Fusion Sci. Technol.* **47** 71 (2005)
60. Moiseenko V E et al. *AIP Conf. Proc.* **933** 509 (2007)
61. Fetterman A J, Fisch N J *Plasma Sources Sci. Technol.* **18** 045003 (2009)
62. Skovoroda A A, Taimanov I A *Fusion Sci. Technol.* **59** 190 (2011)
63. Tsvetoukh M M *Nucl. Fusion* **51** 112002 (2011)
64. Mirnov V V, Lichtenberg A J, in *Reviews of Plasma Physics* (Ed. В В Кадомцев) Vol. 19 (New York: Consultants Bureau, 1996) p. 53
65. Котельников И А, частное сообщение (2006)
66. Kotelnikov I A *Fusion Sci. Technol.* **51** (2T) 186 (2007)
67. Галеев А А, Сагдеев Р З *ЖЭТФ* **53** 348 (1968); Galeev A A, Sagdeev R Z *Sov. Phys. JETP* **26** 233 (1968)
68. Брагинский С И, в сб. *Вопросы теории плазмы* (Под ред. М А Леонтиевича) Т. 1 (М.: Госатомиздат, 1963) с. 183; Пер. на англ. яз.: Braginskii S I *Reviews in Plasma Physics* Vol. 1 (Ed. M A Leontovich) (New York: Consultants Bureau, 1965)
69. Ryutov D D et al. *Phys. Plasmas* **18** 092301 (2011)
70. Logan B G et al. *Phys. Rev. Lett.* **29** 1435 (1972)
71. Будкер Г И и др. *Письма в ЖЭТФ* **17** 117 (1973); Budker G I et al. *JETP Lett.* **00** 000 (1973)
72. Rynn N, D'Angelo N *Rev. Sci. Instrum.* **31** 1326 (1960)
73. Будкер Г И и др. *ЖЭТФ* **65** 562 (1974); Budker G I et al. *Sov. Phys. JETP* **17** 81 (1974)
74. Данилов В В, Кругляков Э П *ЖЭТФ* **68** 2109 (1975); Danilov V V, Kruglyakov E P *Sov. Phys. JETP* **41** 1055 (1975)
75. Logan B G et al. *Phys. Fluids* **17** 1302 (1974)
76. Lichtenberg A J, Lieberman M A, Logan B G, in *Proc. High Beta Workshop, Los Alamos, 1975* (Ed. E Oktay) (Washington: Springfield, Va. US ERDA, 1976) p. 702
77. Wong S L, Lieberman M A *Plasma Phys.* **20** 403 (1978)
78. Tuszewski M, Lichtenberg A J, Eylon S *Nucl. Fusion* **17** 893 (1977)
79. Riordan J C, Tuszewski M, Lightenberg A J *Plasma Phys.* **20** 139 (1978)
80. Tuszewski M et al. *Nucl. Fusion* **19** 1244 (1979)
81. Price H D et al. *Nucl. Fusion* **23** 1043 (1983)
82. Fernandez J C et al. *Phys. Fluids* **29** 1208 (1986)
83. Bravenec R V, Lichtenberg A J, Lieberman M A *Phys. Fluids* **29** 1217 (1986)
84. Close R A et al. *Phys. Fluids* **29** 3892 (1986)
85. Chang C P et al. *Phys. Fluids* **31** 123 (1988)
86. Close R A, Lichtenberg A J *Phys. Fluids B* **1** 629 (1989)
87. Deschamps P et al. *Phys. Rev. Lett.* **31** 1457 (1973)
88. Itagaki T et al. *J. Phys. Soc. Jpn.* **36** 612 (1974)
89. Grubb D P, Emmert G A *Phys. Fluids* **22** 770 (1979)
90. Komori A et al. *Phys. Lett. A* **78** 143 (1980)
91. Makowski M A, Emmert G A *Phys. Fluids* **28** 2838 (1985)
92. Boehmer H, Goede H, Talmadge S *Phys. Fluids* **28** 3099 (1985)
93. Zukakishvili G G et al., in *Plasma Phys. Control. Nuclear Fusion Res. Tenth Conf. Proc., London, 1984* Vol. 2 (Vienna: IAEA, 1985) p. 359
94. Mieno T, Hatakeyama R, Sato N *J. Phys. Soc. Jpn.* **56** 4347 (1987)
95. Balloni A J, Aihara S, Sakanaka P H *Plasma Phys. Control. Fusion* **30** 1659 (1988)
96. Arzhannikov A V et al., in *Plasma Phys. Control. Nuclear Fusion Res. Seventh Conf. Proc., Innsbruck, 1978* Vol. 2 (Vienna: IAEA, 1979) p. 623
97. Рютов Д Д *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* (1–2) 96 (1978)
98. Лагунов В М, Федоров В М *Физика плазмы* **4** 703 (1978)
99. Creedon J M, Smith I D, Prono D S *Phys. Rev. Lett.* **35** 91 (1975)
100. Рютов Д Д, Ступаков Г В *Физика плазмы* **2** 566 (1976);
101. Koidan V S, Kruglyakov E P, Ryutov D D, in *High-Power Beams 81: Proc. of the 4th Intern. Topical Conf. High-Power Electron Ion Beam Res. Technol.*, Palaiseau, 1981 Vol. II (Palaiseau: Ecole Polytechnique, 1981) p. 531
102. Ryutov D D, in *Intern. School on Plasma Physics. Course on Mirror-Based and Field-Reversed Approaches to Magnetic Fusion*, Villa Monastero, 1983 Vol. 1 (Città di Castello: Monotypia Franchi, 1983) p. 173
103. Воропаев С Г и др. *Письма в ЖТФ* **13** 431 (1987)
104. Langmuir I *Phys. Rev.* **26** 585 (1925)
105. Алтынцев А Т и др., в сб. *Plasma Phys. Control. Nuclear Fusion Res., Fourth Conf. Proc., Madison, 1971* Vol. 2 (Vienna: IAEA, 1971) p. 309

106. Koydan V S et al., in *Fifth Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Grenoble, 1972* Vol. 1 (Grenoble: Centre d'Etudes Nucleaires, 1972) p. 161
107. Kapetanakos C A, Hammer D A *Appl. Phys. Lett.* **23** 17 (1973)
108. Miller P A, Kuswa G W *Phys. Rev. Lett.* **30** 958 (1973)
109. Korn P, Sandel F, Wharton C B *Phys. Rev. Lett.* **31** 579 (1973)
110. Файберг Я Б, Шапиро В Д, Шевченко В И *ЖЭТФ* **57** 966 (1969); Fainberg Ya B, Shapiro V D, Shevchenko V I *Sov. Phys. JETP* **30** 528 (1969)
111. Незлин М В *УФН* **102** 105 (1970); Nezlin M V *Sov. Phys. Usp.* **13** 608 (1971)
112. Рудаков Л И *ЖЭТФ* **59** 2091 (1971); Rudakov L I *Sov. Phys. JETP* **32** 1134 (1971)
113. Lovelace R V, Sudan R N *Phys. Rev. Lett.* **27** 1256 (1971)
114. Богданевич Л С, Рухадзе А А *УФН* **107** 327 (1972); Bogdanovich L S, Rukhadze A A *Sov. Phys. Usp.* **15** 366 (1972)
115. Захаров В Е *ЖЭТФ* **62** 1745 (1972); Zakharov V E *Sov. Phys. JETP* **35** 908 (1972)
116. Breizman B N, Ryutov D D *Nucl. Fusion* **14** 873 (1974)
117. Брейзман Б Н, в сб. *Вопросы теории плазмы* (Под ред. Б Б Кадомцева) Т. 15 (М.: Энергоатомиздат, 1987) с. 55
118. Абрашитов Ю И и др. *Письма в ЖЭТФ* **18** 675 (1973); Abrashitov Yu I et al. *JETP Lett.* **18** 395 (1973)
119. Аржаников А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **27** 173 (1978); Arzhannikov A V et al. *JETP Lett.* **27** 161 (1978)
120. Arzhannikov A V et al. *Phys. Scripta* (T2B) 303 (1982)
121. Arzhannikov A V et al., in *Proc. 1984 Intern. Conf. on Plasma Physics, Lausanne, 1984* Vol. 1 (Luxembourg, 1984) p. 285
122. Arzhannikov A V et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **30** 1571 (1988)
123. Burmasov V S et al., in *Proc. of the 13th Intern. Conf. Phenomena in Ionized Gases, Berlin, 1977* Vol. 2 (Berlin, 1977) p. 909
124. Burmasov V S et al., in *Tenth Europ. Conf. Control. Fusion and Plasma Physics, Moscow, 1981* Vol. 1 (Moscow: Sovincentr, 1981) p. C-2
125. Вячеславов Л Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **50** 379 (1989); Vyacheslavov L N et al. *JETP Lett.* **50** 410 (1989)
126. Vyacheslavov L N et al. *Phys. Plasmas* **2** 2224 (1995)
127. Бурмасов В С и др. *Физика плазмы* **23** 142 (1997); Burmasov V S et al. *Plasma Phys. Rep.* **23** 126 (1997)
128. Vyacheslavov L N et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **44** (12B) B279 (2002)
129. Budker G I, in *Sixth Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Moscow, 1973* Vol. 2 (Moscow, 1973) p. 146
130. Hasegawa A et al. *Nucl. Fusion* **16** 865 (1976)
131. Yang S T, Lieberman M A *Nucl. Fusion* **18** 965 (1978)
132. Hirano K *Nucl. Fusion* **18** 1245 (1978)
133. Jurgens B, Hopman H J *Plasma Phys.* **22** 227 (1980)
134. Najmabadi F, Lichtenberg A J, Lieberman M A *Nucl. Fusion* **23** 609 (1983)
135. Futch A H et al., in *13th Intern. Symp. Fusion Eng., Knoxville, USA, 1989* (Piscataway, NJ: IEEE, 1989) p. 666
136. Сахаров А Д, в сб. *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций* (Под ред. М А Леонтьевича) Т. 1 (М.: Изд-во АН СССР, 1958) с. 20; Пер. на англ. яз.: Sakharov A D, in *Plasma Physics and the Problem of Controlled Thermonuclear Reactions* Vol. 1 (Ed. M A Leontovich) (New York: Pergamon Press, 1959)
137. Рютов Д Д *УФН* **116** 341 (1975); Ryutov D D *Sov. Phys. Usp.* **18** 466 (1975)
138. Конкашбаев И К и др. *ПМТФ* (2) 3 (1980)
139. Kmetyk L N *Phys. Fluids* **24** 970 (1981)
140. Chebotaev P Z *Phys. Scripta* **T16** 114 (1987)
141. Кривошеев М В и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* (2) 12 (1982)
142. Бурдаков А В и др. *Физика плазмы* **40** 223 (2014); Burdakov A V et al. *Plasma Phys. Rep.* **40** 161 (2014)
143. Arzhannikov A V et al., in *8th Intern. Conf. on High-Power Particle Beams, Novosibirsk, 1990* Vol. 1 (Singapore: World Scientific, 1991) p. 14
144. Burdakov A V et al. *ЖЭТФ* **109** 2078 (1996); *JETP* **82** 1120 (1996)
145. Астrelin В Т, Бурдаков А В, Поступаев В В *Физика плазмы* **24** 450 (1998); Astrelin V T, Burdakov A V, Postupaev V V *Plasma Phys. Rep.* **24** 414 (1998)
146. Аржаников А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **77** 426 (2003); Arzhannikov A V et al. *JETP Lett.* **77** 358 (2003)
147. Arzhannikov A V et al. *Fusion Sci. Technol.* **43** 172 (2003)
148. Аржаников А В и др. *Физика плазмы* **31** 506 (2005)
149. Burdakov A V et al. *Fusion Sci. Technol.* **51** 352 (2007)
150. Астrelin В Т и др. *ЖЭТФ* **113** 897 (1998); Astrelin V T et al. *JETP* **86** 489 (1998)
151. Agafonov M A et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **38** A93 (1996)
152. Arzhannikov A V et al. *Fusion Technol.* **35** 112 (1999)
153. Arzhannikov A V et al. *Fusion Technol.* **35** 223 (1999)
154. Arzhannikov A V et al. *Fusion Sci. Technol.* **39** 17 (2001)
155. Koidan V S et al. *Fusion Sci. Technol.* **43** 30 (2003)
156. Koidan V S et al. *Fusion Sci. Technol.* **47** 35 (2005)
157. Ivanov I A et al. *Fusion Sci. Technol.* **47** 171 (2005)
158. Polosatkin S et al. *Fusion Sci. Technol.* **47** 267 (2005)
159. Аржаников А В и др. *Физика плазмы* **32** 113 (2006); Arzhannikov A V et al. *Plasma Phys. Rep.* **32** 94 (2006)
160. Burdakov A et al. *Fusion Sci. Technol.* **51** 106 (2007)
161. Burdakov A et al. *Fusion Sci. Technol.* **51** 358 (2007)
162. Burdakov A et al. *Fusion Sci. Technol.* **55** 63 (2009)
163. Postupaev V V et al. *Fusion Sci. Technol.* **55** 144 (2009)
164. Polosatkin S V et al. *Fusion Sci. Technol.* **55** 153 (2009)
165. Postupaev V V et al. *Fusion Sci. Technol.* **59** 144 (2011)
166. Postupaev V V et al. *Fusion Sci. Technol.* **59** 307 (2011)
167. Postupaev V V et al. *Fusion Sci. Technol.* **55** 147 (2009)
168. Бурдаков А В и др. *Физика плазмы* **20** 223 (1994); Burdakov A V et al. *Plasma Phys. Rep.* **20** 206 (1994)
169. Бурдаков А В и др. *ПТЭ* (6) 79 (2000)
170. Akentjev R Yu et al. *Fusion Sci. Technol.* **43** 253 (2003)
171. Бурдаков А В и др. *ПТЭ* (2) 38 (2004)
172. Астrelin В Т и др. *ПТЭ* (2) 66 (2004)
173. Акентьев Р Ю и др. *ПТЭ* (2) 98 (2004)
174. Бурдаков А В и др. *ПТЭ* (2) 109 (2004)
175. Burdakov A V et al. *Fusion Sci. Technol.* **47** 324 (2005)
176. Burdakov A V et al. *Fusion Sci. Technol.* **47** 333 (2005)
177. Sorokina N et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **623** 750 (2010)
178. Popov S S et al. *Fusion Sci. Technol.* **59** 292 (2011)
179. Бурмасов В С и др. *ПТЭ* (2) 120 (2012)
180. Popov S S et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **720** 39 (2013)
181. Сорокина Н В и др. *Физика плазмы* **41** 573 (2015); Sorokina N V et al. *Plasma Phys. Rep.* **41** 529 (2015)
182. Beklemishev A D *Fusion Sci. Technol.* **51** 180 (2007)
183. Postupaev V V et al. *Fusion Sci. Technol.* **47** 84 (2005)
184. Sudnikov A V *Fusion Sci. Technol.* **59** 187 (2011)
185. Ivanov I A et al. *Fusion Sci. Technol.* **59** 196 (2011)
186. Судников А В и др. *Физика плазмы* **38** 779 (2012); Sudnikov A V et al. *Plasma Phys. Rep.* **38** 718 (2012)
187. Burdakov A V, Postupaev V V, Sudnikov A V *Phys. Plasmas* **21** 052507 (2014)
188. Иванов И А и др. *Физика плазмы* **43** 110 (2017); Ivanov I A et al. *Plasma Phys. Rep.* **43** 119 (2017)
189. Akentjev R Yu et al. *Fusion Sci. Technol.* **39** 135 (2001)
190. Акентьев Р Ю и др. *Физика плазмы* **30** 11 (2004); Akent'ev R Yu et al. *Plasma Phys. Rep.* **30** 9 (2004)
191. Burdakov A V et al. *J. Nucl. Mater.* **212–215** 1345 (1994)
192. Бурдаков А В и др. *Физика плазмы* **20** 70 (1994); Burdakov A V et al. *Plasma Phys. Rep.* **20** 63 (1994)
193. Burdakov A V et al. *J. Nucl. Mater.* **233–237** 697 (1996)
194. Astrelin V T et al. *Nucl. Fusion* **37** 1541 (1997)
195. Arzhannikov A V et al. *Fusion Technol.* **35** 146 (1999)
196. Аржаников А В и др. *ПТЭ* (2) 157 (2006)
197. Полосаткин С В и др. *ПТЭ* (2) 100 (2008)
198. Shoshin A A et al. *Fusion Sci. Technol.* **59** 57 (2011)
199. Shoshin A A et al. *Fusion Sci. Technol.* **59** 268 (2011)
200. Arzhannikov A V et al. *J. Nucl. Mater.* **438** S677 (2013)
201. Shoshin A A et al. *Fusion Eng. Design* **113** 66 (2016)
202. Shoshin A A et al. *Fusion Eng. Design* **114** 157 (2017)
203. Arzhannikov A V et al. *Fusion Sci. Technol.* **59** 74 (2011)
204. Аржаников А В и др. *Физика плазмы* **38** 496 (2012); Arzhannikov A V et al. *Plasma Phys. Rep.* **38** 450 (2012)
205. Arzhannikov A V et al. *Fusion Sci. Technol.* **63** 82 (2013)
206. Thumm M K A et al. *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* **35** 81 (2014)

207. Arzhannikov A V et al. *Phys. Plasmas* **21** 082106 (2014)
208. Arzhannikov A V et al. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **5** 478 (2015)
209. Arzhannikov A V et al. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **6** 245 (2016)
210. Аржанников А В и др. *Физика плазмы* **41** 935 (2015); Arzhannikov A V et al. *Plasma Phys. Rep.* **41** 863 (2015)
211. Burdakov A V et al. *Fusion Sci. Technol.* **63** 29 (2013)
212. Burdakov A V et al. *Fusion Sci. Technol.* **63** 286 (2013)
213. Postupaev V V et al. *Phys. Plasmas* **20** 092304 (2013)
214. Sudnikov A V et al. *Fusion Sci. Technol.* **63** 250 (2013)
215. Ivanov I A et al. *Phys. Plasmas* **22** 122302 (2015)
216. Burdakov A V et al. *Fusion Sci. Technol.* **59** 9 (2011)
217. Bagryansky P A et al. *Phys. Rev. Lett.* **114** 205001 (2015)
218. Bagryansky P A et al. *Fusion Sci. Technol.* **59** 31 (2011)
219. Ivanov A A, Prikhodko V V *Plasma Phys. Control. Fusion* **55** 063001 (2013)
220. Иванов А А, Приходько В В *УФН* **187** 547 (2017); Ivanov A A, Prikhodko V V *Phys. Usp.* **60** 509 (2017)
221. Postupaev V V, Burdakov A V, Ivanov A A *Fusion Sci. Technol.* **68** 92 (2015)
222. Batkin V I et al. *Fusion Sci. Technol.* **59** 262 (2011)
223. Beklemishev A D et al. *Fusion Sci. Technol.* **57** 351 (2010)
224. Поступаев В В, Юрлов Д В *Физика плазмы* **42** 966 (2016); Postupaev V V, Yurov D V *Plasma Phys. Rep.* **42** 1013 (2016)
225. Postupaev V V et al. *Nucl. Fusion* **57** 036012 (2017)
226. Поступаев В В и др. *Физика плазмы* **42** 321 (2016); Postupaev V V et al. *Plasma Phys. Rep.* **42** 319 (2016)
227. Batkin V I et al. *AIP Conf. Proc.* **1771** 030010 (2016)
228. Меклер К И и др. *ПТЭ* (3) 43 (2017)
229. Kruglyakov E P *Fusion Technol.* **35** 20 (1999)
230. Bagryansky P A et al. *Fusion Eng. Des.* **70** 13 (2004)
231. Beklemishev A et al. *Fusion Sci. Technol.* **63** 46 (2013)
232. Beklemishev A D *Phys. Plasmas* **23** 082506 (2016)
233. Yang S T, Lieberman M A *Nucl. Fusion* **17** 697 (1977)
234. Knyazev B A, Chebotaev P Z *Nucl. Fusion* **24** 555 (1984)
235. Dawson J M et al., in *Plasma Phys. Control. Nucl. Fusion Res., Fourth Conf. Proc., Madison, 1971* Vol. 1 (Vienna: IAEA) p. 673
236. Mirnov V V, Ryutov D D, in *7th Europ. Conf. Plasma Phys. Control. Thermonuclear Fusion, Lausanne, 1975* Vol. 1 (Lausanne: CRPP, 1975) p. 143
237. Markvoort J A, Hopman H J, de Kluiver H *Plasma Phys.* **20** 279 (1978)
238. Князев Б А, Мирнов В В, Чеботаев П З *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез* (3) 12 (1983)
239. Post R F, Li X Z *Nucl. Fusion* **21** 135 (1981)
240. Hayes M A, DeGroot J S *Phys. Lett. A* **86** 161 (1981)
241. Doniger K J, Lieberman M A, Lichtenberg A J *Nucl. Fusion* **25** 3 (1985)
242. Dodin I Y, Fisch N J, Rax J M *Phys. Plasmas* **11** 5046 (2004)
243. Schlüter A Z. *Naturforsch. A* **12** 822 (1957)
244. Dawson J M, Uman M F *Nucl. Fusion* **5** 242 (1965)
245. Jones R II *Nuovo Cimento B* **49** 169 (1979)
246. Beklemishev A D *Fusion Sci. Technol.* **63** 355 (2013)
247. Beklemishev A D *Phys. Plasmas* **22** 103506 (2015)
248. Beklemishev A D *AIP Conf. Proc.* **1771** 040006 (2016)
249. Postupaev V V et al. *Fusion Eng. Des.* **106** 29 (2016)
250. Sudnikov A V et al. *Fusion Eng. Des.* **122** 86 (2017)

## Multiple-mirror trap: a path from Budker magnetic mirrors to linear fusion reactor

A.V. Burdakov<sup>(1,2)</sup>, V.V. Postupaev<sup>(1,3)</sup>

<sup>(1)</sup> Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,

prosp. Akademika Lavrent'eva 11, 630090 Novosibirsk, Russian Federation

<sup>(2)</sup> Novosibirsk State Technical University, prosp. K. Marksya 20, 630073 Novosibirsk, Russian Federation

<sup>(3)</sup> Novosibirsk State University, ul. Pirogova 2, 630090 Novosibirsk, Russian Federation

E-mail: <sup>(1,2)</sup> A.V.Burdakov@inp.nsk.su, <sup>(1,3)</sup> V.V.Postupaev@inp.nsk.su

This review is focused on multiple-mirror traps for high-temperature plasma confinement that were proposed by Budker, Mirnov and Ryutov and independently by Logan, Lichtenberg and Lieberman in the early 1970s. The proposed magnetic system solved problems with the kinetic instabilities of classical open traps and significantly increased the plasma lifetime. The history, achievements and prospects of the field are discussed.

**Keywords:** G.I. Budker, plasma, multiple-mirror trap, GOL3, fusion reactor

PACS numbers: 28.52.Av, 52.50.Gj, 52.55.Jd

Bibliography — 250 references

Received 14 January 2018, revised 1 March 2018

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **188** (6) 651–671 (2018)

*Physics – Uspekhi* **61** (6) (2018)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.03.038342>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.03.038342>