

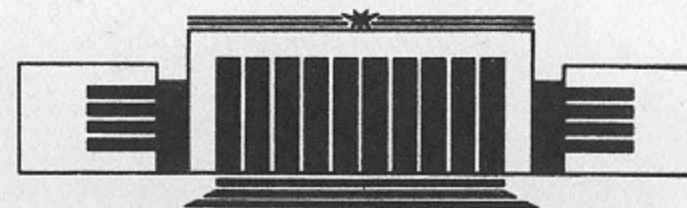


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Д.Д. Рютов

**ОТКРЫТЫЕ ЛОВУШКИ**  
(АНТИПРОБКОТРОНЫ, ЛОВУШКИ С ВРАЩАЮЩЕЙСЯ  
ПЛАЗМОЙ, ЛОВУШКИ ДЛЯ УДЕРЖАНИЯ ПЛАЗМЫ  
С МАЛОЙ ДЛИНОЙ СВОБОДНОГО ПРОБЕГА)

ПРЕПРИНТ 87-105



НОВОСИБИРСК

Открытые ловушки  
(антипробкотроны, ловушки с вращающейся  
плазмой, ловушки для удержания плазмы  
с малой длиной свободного пробега)

*Д.Д. Рютов*

Институт ядерной физики  
630090, Новосибирск 90, СССР

### АННОТАЦИЯ

Настоящий препринт включает в себя описание антипробкотронов, ловушек с вращающейся плазмой, газодинамических и многопробочных ловушек. Излагаются принципы продольного удержания плазмы в этих системах, обсуждаются магнитогидродинамические равновесие и устойчивость. Рассматривается возможность применения открытых ловушек в качестве высокопоточных нейтронных генераторов. Описание пробкотронов и амбиполярных ловушек содержится в препринте ИЯФ СО АН СССР № 87 — 104.

### ОГЛАВЛЕНИЕ

	стр.
I. Антипробкотрон . . . . .	5
II. Ловушка с вращающейся плазмой. . . . .	8
III. Системы для удержания плазмы с малой длиной свободного пробега . . . . .	12
III.1. Многопробочная ловушка . . . . .	12
III.2. Газодинамическая ловушка . . . . .	18
IV. Возможность применения открытой ловушки в качестве генератора нейтронов . . . . .	22
V. Заключение . . . . .	25
VI. Список литературы . . . . .	28

## I. АНТИПРОБКОТРОН

Привлекательность антипробкотрона (рис. 1) как устройства для удержания плазмы связана с тем, что, будучи аксиально-симметричным и обладая простой конфигурацией магнитной системы, он обеспечивает вместе с тем макроскопическую устойчивость плазмы относительно наиболее опасных (желобковых) возмущений (см. разд. II.3 препринта [1]). К сожалению, наличие в центре антипробкотрона нулевой точки магнитного поля вызывает быстрые потери плазмы с тех силовых линий, которые проходят вблизи этой точки, после чего возникает желобковая неустойчивость внутренней области плазмы. Чтобы преодолеть это препятствие,

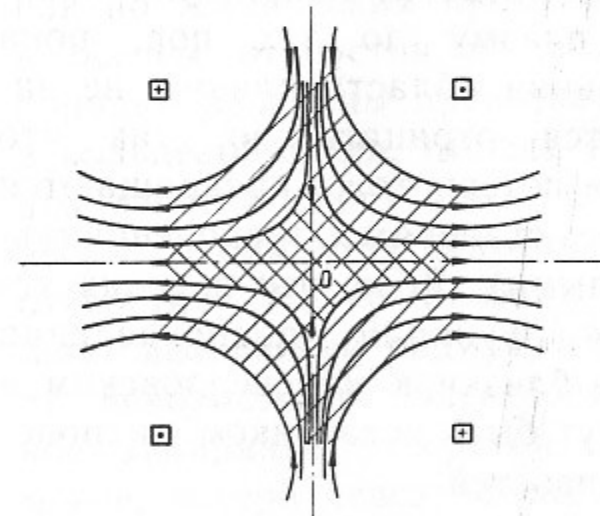


Рис. 1. «Антипробкотрон». Стрелками показаны силовые линии магнитного поля; 0 — точка нулевого магнитного поля. Область, занятая плазмой, заштрихована. Двойной штриховкой выделена область, из которой частицы теряются вдоль силовых линий из-за нарушения адиабатической инвариантности  $\mu$  при пролете частиц вблизи нуля поля.

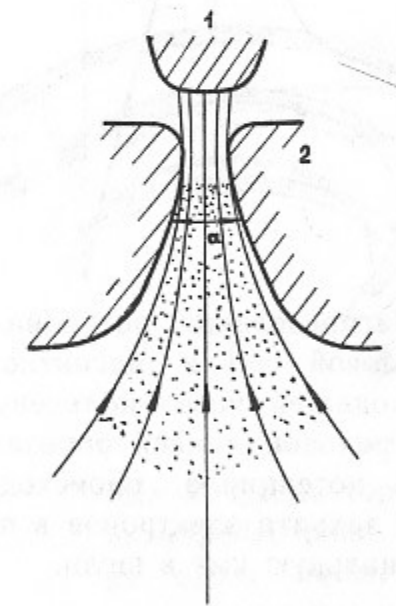


Рис. 2. Электростатическое запира-  
ние кольцевой щели антипробкотро-  
на: 1 — запирающий (отрицатель-  
ный) электрод; 2 — заземленный  
электрод со щелью. Точками пока-  
зана плазма, стрелками — силовые  
линии магнитного поля.

О.А. Лаврентьевым (см. [2]) было предложено использовать электростатическое запираение кольцевой щели и осевых отверстий антипробкотрона с помощью специальных электродов. Суть предложения можно понять из рис. 2, где в увеличенном масштабе показана область кольцевой щели антипробкотрона. На электрод 1 подается большой отрицательный потенциал по отношению к заземленному электроду 2, окружающему щель с обеих сторон. Если поперечный размер щели  $a$  мал по сравнению с дебаевским радиусом,

$$a \ll r_D, \quad (1)$$

потенциал плазмы в щели устанавливается на уровне, близком к потенциалу земли, и электроны плазмы не могут вылетать на запирающий электрод 1 (магнитное поле в щели считается настолько сильным, что электроны не касаются боковых стенок щели).

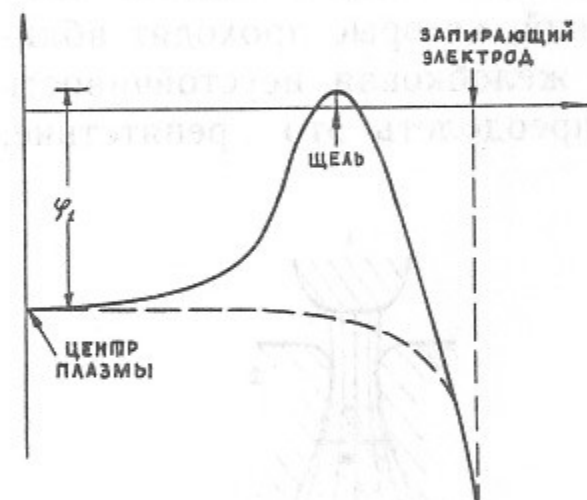


Рис. 3. Распределение потенциала вдоль силовой линии магнитного поля, выходящей через кольцевую щель. Штриховой линией показано изменение потенциала, происходящее из-за захвата электронов в потенциальную яму в щели.

силовой линии (рис. 3) соответствует наличие глубокой потенциальной ямы для электронов в области щели. А так как время жизни электронов должно на порядки величины превосходить время электрон-электронных столкновений, эта яма будет заполняться электронами до тех пор, пока плотность электронов в ней не станет в  $\exp(e\phi_1/T_e)$  раз больше, чем в центре плазмы. При столь высокой плотности электронов условие (1) нарушится (при ре-

аналогичным образом могут быть заперты осевые отверстия. В результате оказывается, что электроны вообще не теряются из установки. Что касается ионов, они покидают плазму до тех пор, пока внутренняя область плазмы не заряжается отрицательно, так что ионные потери тоже прекращаются (точнее, становятся экспоненциально малыми). Ясно, что в таких условиях функции распределения частиц близки к максвелловским и не могут быть источником микронеустойчивостей.

Но здесь возникает еще одна проблема, состоящая в том, что распределение потенциала вдоль

лиственной ширине щели), и распределение потенциала превратится в показанное на рис. 3 штриховой линией, т. е. барьер для ионов исчезнет.

Эта трудность может быть преодолена, если захваченные электроны непрерывно удаляются из щели. Не исключено, что может существовать некоторый естественный механизм «очистки» щелей от захваченных электронов, типа диокотронной неустойчивости. По крайней мере, в экспериментах на ряде антипробкотронов кольцевые щели удавалось запереть без каких-либо специальных мер по удалению захваченных электронов. В экспериментах группы Иоффе на установке АТОЛЛ, о которых еще пойдет речь, были получены прямые экспериментальные доказательства существования диокотронной неустойчивости [3].

Осевые отверстия антипробкотрона запирают труднее, чем кольцевую щель, так как диаметр осевого отверстия  $b$  намного больше ширины кольцевой щели  $a$ , и там труднее выполнить условие, аналогичное (1). В самом деле, из условия сохранения магнитного потока имеем:  $\pi R a B_a = (\pi b^2/4) B_b$ , где  $R$  — радиус кольцевой щели, а  $B_a$  и  $B_b$  — напряженности магнитного поля в кольцевой щели и в осевом отверстии, соответственно, т. е.  $b/a = 2\sqrt{(R/a)(B_a/B_b)}$ . Так

как по техническим причинам поле в осевом отверстии не может на порядки величины превышать поле в кольцевой щели, отсюда следует, что действительно  $b \gg a$ . В реальных экспериментах диаметр осевого отверстия обычно намного превышает дебаевский радиус, что делает невозможным электростатическое запираение отверстия. Тем не менее, потери через осевые отверстия обычно меньше, чем можно было бы ожидать из простых соображений, связанных с несохранением адиабатического инварианта  $\mu$  ионов (см. [4]). Одно из возможных объяснений — влияние на движение частиц поперечного к магнитным поверхностям электрического поля. Полной ясности в этом вопросе нет.

Чтобы избавиться от проблемы слишком больших осевых отверстий, можно перейти к тороидальному антипробкотрону (рис. 4). На

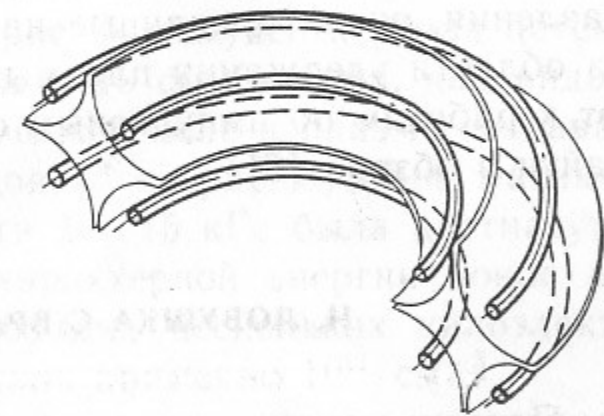


Рис. 4. Схема тороидального антипробкотрона. Все четыре щели имеют примерно одинаковую ширину.

этом принципе построена упоминавшаяся выше установка АТОЛЛ. Эксперименты на ней выявили еще одну проблему: наличие anomalously быстрых потерь плазмы поперек магнитного поля в условиях, когда пространственный масштаб изменения плотности сравним с ларморовским радиусом ионов. Потери вызываются рассеянием ионов на коротковолновых флуктуациях, возбуждаемых вследствие относительного дрейфа электронов и ионов [5]. Полученные на установке АТОЛЛ результаты представляют общий интерес для всех установок, в которых параметр  $N = a/r_{Li}$  (см. формулу (34) в [1]) близок к единице.

В связи со всеми упомянутыми здесь проблемами и техническими трудностями реализации запирающих электродов при реакторных параметрах плазмы реакторные перспективы антипробкотронов выглядят не очень обнадеживающе. Тем не менее, антипробкотроны по-прежнему привлекают к себе внимание, прежде всего, как стабилизирующий элемент амбиполярных ловушек (разд. III.4 работы [1]). При этом потери через щели либо запираются с помощью дополнительных пробкотронов, либо с ними просто мирятся, так как они могут компенсироваться путем удлинения центрального пробкотрона.

Особняком стоят схемы антипробкотронов с плазмой высокого давления, ориентированные на полное вытеснение магнитного поля из области удержания плазмы. Соответствующие работы примыкают к работам по импульсным системам. Информацию о них можно найти в обзоре [6].

## II. ЛОВУШКА С ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМОЙ

Плазму можно привести во вращение вокруг оси пробкотрона, создавая в ней поперечное электрическое поле. Поскольку всякая магнитная поверхность в экваториальной плоскости проходит на большем расстоянии от оси, чем в пробке, то присутствующая во вращающейся плазме центробежная сила стремится «сгрести» плазму к экваториальной плоскости ловушки. В предположении, что магнитные поверхности являются эквипотенциалами (при этом угловая скорость вращения постоянна вдоль магнитной поверхности), легко получить следующее условие удержания иона:

$$v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2 (R-1) \leq \omega^2 a^2 \left(1 - \frac{1}{R}\right), \quad (2)$$

где  $v_{\parallel}$  и  $v_{\perp}$  — составляющие скорости иона в экваториальной плоскости ловушки (во вращающейся системе координат),  $\omega$  — угловая частота вращения,  $a$  — радиус магнитной поверхности в экваториальной плоскости. Из формулы (2) видно, что для заметного уменьшения потерь ионов скорость вращения  $\omega a$  должна в 1,5–2 раза превышать тепловую скорость ионов. Имея в виду, что  $\omega a = cE/B$ , где  $E$  — радиальное электрическое поле, а  $B$  — магнитное поле в экваториальной плоскости, приходим к выводу, что в условиях термоядерного реактора ( $B = 3$  Т,  $a = 1$  м,  $T = 10$  кэВ) необходимое для удержания плазмы радиальное электрическое поле должно быть довольно большим,  $E > 60$  кВ/см, а перепад потенциала на размере плазмы должен превышать несколько миллионов вольт.

Создание столь большой разности потенциалов в условиях термоядерной установки — трудная задача, но при успешном ее решении можно было бы сильно уменьшить продольные потери плазмы. Кроме того, в этом случае распределение ионов во вращающейся системе координат было бы близким к максвелловскому, что исключало бы возможность возникновения в плазме неустойчивостей конусного типа.

На установке ПСП-2 [7] в Новосибирском институте ядерной физики, схема которой показана на рис. 5, получен перепад потенциала в 400 кВ при толщине плазмы в 10 см (плазма, как видно из рис. 5, была трубчатой). Электрическое поле в плазме создавалось специальной системой электродов (5 на рис. 5). При магнитном поле в экваториальной плоскости  $B = 15$  кГс была достигнута скорость вращения  $10^8$  см/с при характерной энергии ионов во вращающейся системе координат порядка нескольких килоэлектронвольт. Плотность плазмы составляла примерно  $10^{11}$  см<sup>-3</sup>.

Вращение плазмы может становиться источником различных гидродинамических неустойчивостей, из которых наиболее опасна центробежная неустойчивость, возникающая там, где плотность плазмы убывает по радиусу. Предложено несколько способов стабилизации этой неустойчивости. Мы остановимся на одном, указанном в работах [8, 9], и состоящем в создании такого профиля плотности и скорости вращения, когда в области, где имеется вращение, плотность нарастает от оси к периферии плазмы, а спад плотности вблизи внешней границы плазмы приходится на участок, где уже нет вращения (рис. 6). В этом случае центробежная сила играет стабилизирующую роль и улучшает общую устойчивость системы, в частности, по отношению к желобковым возмуще-

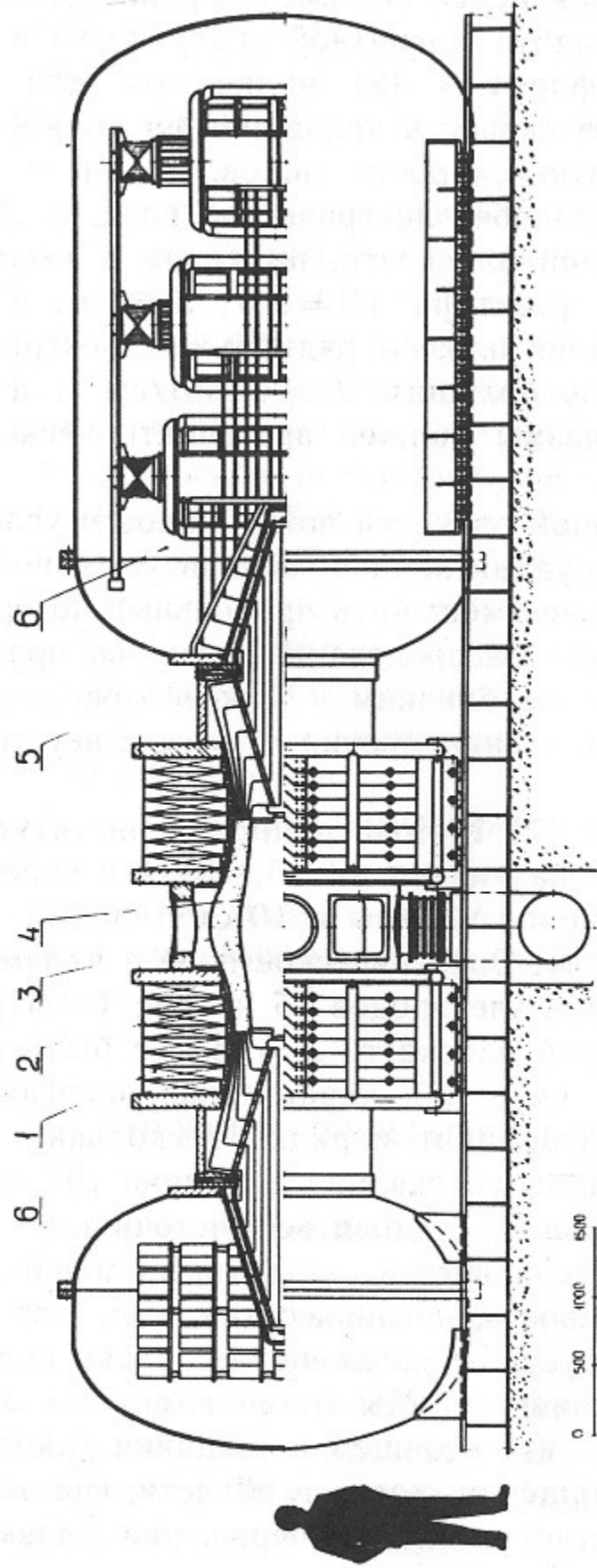


Рис. 5. Схема установки ПСП-2:

1 — катушки магнитного поля; 2 — вакуумная камера; 3, 4 — лайнеры; 5 — система торцевых электродов для создания нужного радиального распределения; 6 — высоковольтная система питания. Размеры даны в миллиметрах.

ниям. Можно показать (см. [8]), что необходимый для стабилизации желобковой неустойчивости радиальный перепад плотности может быть оценен по формуле

$$\frac{\Delta n}{n} \geq \frac{v_{Ti}^2}{v^2} \frac{a^2}{L^2}, \quad (3)$$

где  $L$  — расстояние между пробками,  $a$  — радиус плазмы,  $v$  — характерная скорость вращения. Так как предполагается, что  $v \geq v_{Ti}$ , а  $a \ll L$ , то для стабилизации желобковой неустойчивости достаточно даже небольшой перепад плотности. Разумеется, во внешней области плазмы (где вращение отсутствует) для подавления желобковой неустойчивости следует применять другие методы, но дело облегчается тем, что температура и давление плазмы здесь невелики. Указания на то, что механизм стабилизации, основанный на неравенстве (3), действительно существует, получены в экспериментах на установке СВИПП в Новосибирском институте ядерной физики [10].

Оценка (3) показывает, что эффекты вращения плазмы могут быть существенными не только в центробежных ловушках, но и во всех других видах открытых ловушек, включающих в себя длинный соленоид. Действительно, поскольку в плазме обычно существует радиальный перепад потенциала порядка  $T/e$ , то она вращается со скоростью  $v \sim cT/eVa$ . Хотя эта скорость и мала по сравнению с тепловой скоростью ионов, но при достаточно больших  $L$ ,  $L \geq a^2/r_{Li}$ , правая часть неравенства (3) может стать меньше единицы. В стандартной ситуации плотность плазмы спадает по радиусу, т. е. вращение неблагоприятно влияет на устойчивость плазмы. Поэтому управление радиальным распределением электрического поля, в частности, возможность резкого снижения поля в плазме с помощью систем торцевых электродов или других средств может потребоваться не только для центробежных, но и для некоторых других типов открытых ловушек. Правда, для них речь идет о существенно меньших перепадах потенциала.

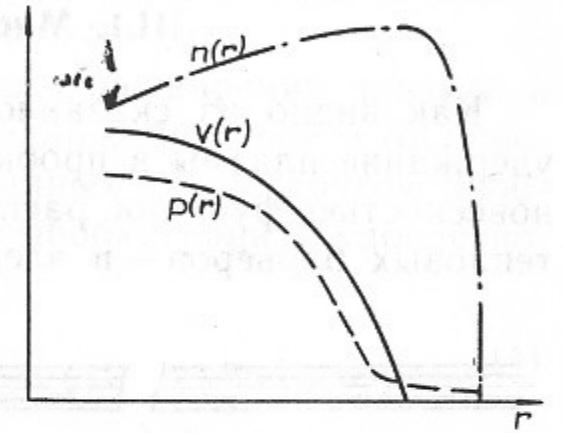


Рис. 6. Распределение плотности  $n$ , скорости вращения  $v$  и давления  $p$  плазмы, обеспечивающее устойчивость внутренних областей плазмы относительно желобковых возмущений.

Возвращаясь к центробежным ловушкам, можно заключить, что хотя их собственные термоядерные перспективы кажутся не вполне определенными в первую очередь из-за того, что быстрое вращение плазмы является все же слишком сильным источником неравновесности, который проявится если не в «грубых», то в каких-то более «тонких» неустойчивостях, работа на этих установках способствовала введению в обиход новых идей и технических приемов, которые окажутся полезными для других типов открытых ловушек.

### III. СИСТЕМЫ ДЛЯ УДЕРЖАНИЯ ПЛАЗМЫ С МАЛОЙ ДЛИНОЙ СВОБОДНОГО ПРОБЕГА

#### III.1. Многопробочная ловушка

Как видно из сказанного в разделах II и III препринта [1], удержание плазмы в пробкотронах связано с существенной неравновесностью функции распределения ионов (а при использовании тепловых барьеров — и электронов) в пространстве скоростей, которая может стать (и часто становится) источником микрофлуктуаций, вызывающих быстрые продольные потери плазмы. Это обстоятельство бросает тень на реакторные перспективы открытых ловушек, основанных на идее пробкотрона.

В качестве реакции на эти трудности в разное время был рассмотрен ряд открытых систем, длина которых  $L$  существенно превышает длину свободного пробега ионов  $\lambda_{ii}$ : в таких условиях распределение ионов в сопутствующей системе отсчета должно быть близким к локальному максвелловскому, и проблема конусных неустойчивостей (и вообще неустойчивостей пространства скоростей) исчезает.

Рис. 7. Несколько систем для удержания плотной плазмы: а) — прямой соленоид; б) — многопробочная ловушка; в) — линейная система с «шершавой» магнитной стенкой ( $l \ll a$ ).

Простейший пример такой системы — отрезок прямой трубы с однородным магнитным полем (рис. 7,а), т. е. система, в которой

вообще нет продольного удержания. Если в начальный момент времени создать тем или иным способом в средней части трубы сгусток плазмы длины  $L$ , то время его жизни по порядку величины будет равно времени его продольного разлета  $L/v_{Ti}$ . При больших значениях  $L$  оно может быть достаточным для получения значений  $Q$ , превышающих единицу.

Система, изображенная на рис. 7,а может, в принципе, работать и в стационарном режиме, если термоядерная плазма будет вводиться в нее с одного из концов, а реакции будут происходить за время пролета, равное  $L/v_{Ti}$  («пролетотрон» Морозова [11]). К сожалению, добиться при разумных плотностях плазмы значений  $Q \gg 1$  можно только при очень большой длине системы (скажем, при  $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$  длина должна превышать 30 км).

Чтобы уменьшить скорость продольного расширения плазмы, в 1971 г. Будкер, Мирнов и автор [12] предложили перейти от однородного магнитного поля к системе связанных друг с другом пробкотронов (рис. 7,б) с длиной отдельного пробкотрона  $l$ , удовлетворяющей условию

$$l \ll \lambda_{ii}. \quad (4)$$

В каждом пробкотроне имеются захваченные частицы, совершающие финитное движение между пробками, причем в случае (4) захваченные частицы за время между двумя столкновениями успевают совершить несколько колебаний от пробки до пробки. В таких условиях перенос вещества (расширение плазмы) вдоль оси системы может осуществляться только пролетными частицами. Расширение плазмы сопровождается трением пролетных частиц о запертые. Последние в свою очередь передают полученный импульс магнитному полю. Следовательно, можно в некотором смысле говорить, что плазма испытывает трение о магнитное поле. Рассмотрим сначала случай не очень больших пробочных отношений,  $R = 1 \sim 1$ . В этом случае сила трения, отнесенная к одной частице, оценивается как  $F_{\text{тр}} \sim m_i u v_{Ti} / \lambda_{ii}$ , где  $u$  — скорость направленного движения пролетных частиц, которая при  $R = 1 \sim 1$  по порядку величины совпадает с макроскопической скоростью продольного расширения плазмы. Приравняв величину  $n F_{\text{тр}}$  градиенту давления плазмы  $\partial n T / \partial z \sim n m_i v_{Ti}^2 / L$ , находим скорость расширения:  $u \sim v_{Ti} \lambda_{ii} / L$ . Отсюда видно, что введение даже не очень сильной ( $R = 1 \sim 1$ ) гофрировки приводит к заметному уменьшению  $u$ . При этом меняется сам характер движения: инерционный разлет пере-

ходит в медленное диффузионное расширение, подобное расширению газа в пористой среде. Продольный градиент давления уравновешивается трением плазмы о магнитное поле.

Увеличение пробочного отношения вызывает дальнейшее уменьшение скорости расширения — как вследствие уменьшения числа пролетных частиц, так и из-за сокращения эффективной длины свободного пробега по отношению к рассеянию в конус потерь ( $\lambda_{ci}$  в формуле для силы трения заменяется на  $\lambda_{ci}/R$ , см. формулу (7) из работы [1]). Расчеты [13] показывают, что для «точечных» пробок (т. е. пробок, длина которых мала по сравнению с длиной отдельного пробкотрона) скорость расширения при  $R \gg 1$  убывает как  $1/R^2$ . В результате при  $R \gg 1$  получается следующая оценка времени свободного расширения плазмы:

$$\tau \sim R^2 \frac{L}{\lambda_{ci}} \frac{L}{v_{Ti}} \quad (5)$$

Таким образом, время жизни возрастает в  $R^2 L / \lambda_{ci}$  раз по сравнению со случаем однородного поля (во избежание недоразумений напомним, что оценка (5) справедлива только при достаточно больших пробочных отношениях,  $R - 1 \gg 1$ , и поэтому предельный переход к однородному полю в ней невозможен).

Эффект сохраняется и при меньших длинах свободного пробега ионов,  $\lambda_{ci} \leq l$  [12, 13]. В этом случае возникновение «трения» плазмы о магнитное поле связано с эффектом продольной вязкости ионов. Эффект вязкости становится несущественным только при очень малых длинах свободного пробега,  $\lambda_{ci} \leq l^2/L$  (оценка относится к случаю  $R - 1 \sim 1$ ). В этой области параметров движение вновь приобретает характер свободного разлета.

Схема многопробочного удержания в пределе  $\lambda_{ci} > l$  была независимо от авторов [12] рассмотрена в работе Логана, Либермана и Лихтенберга [14]. Ранее многопробочная конфигурация магнитного поля рассматривалась также в работе Р. Поста [15], но главный эффект — диффузионный ( $\tau \sim L^2$ ) скейлинг времени жизни плазмы в ней замечен не был (впрочем, в этой работе были высказаны правильные общие соображения о меньшей подверженности плазмы с конечной длиной свободного пробега различным микронеустойчивостям).

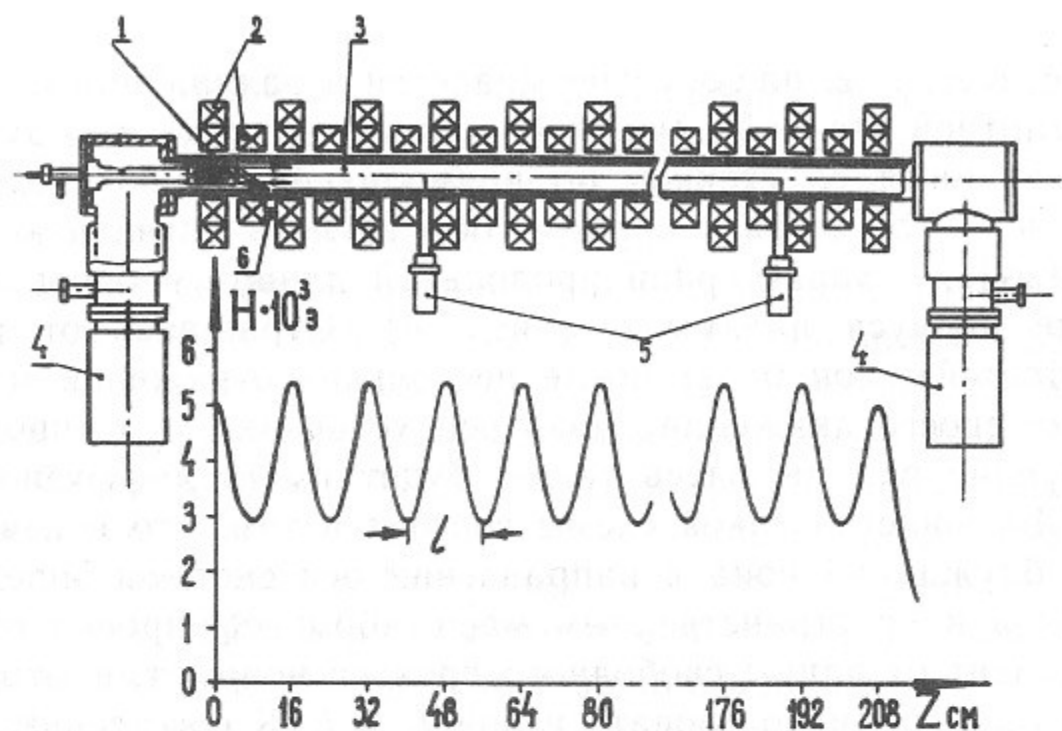
Из других предшественников работ [12—13] упомянем доклад Така [16], в котором рассматривалось продольное удержание плазмы тета-пинча в условиях, когда внутри плазмы магнитное

поле отсутствует, т. е. плазма удерживается в радиальном направлении «магнитной стенкой» (ионы при этом движутся между двумя столкновениями со стенкой по прямолинейным траекториям). Предложение Така состояло в том, чтобы сделать магнитную стенку «шершавой», с характерной продольной длиной неоднородностей меньше радиуса плазмы  $a$  (рис. 7, в). Отражаясь от таких «шероховатостей», ион будет после нескольких отражений менять направление своего движения вдоль оси установки, т. е. продольное расширение плазмы здесь также будет иметь диффузионный характер. Достоинство такой схемы состоит в том, что в ней шаг случайных блужданий иона в направлении оси системы определяется глубиной и пространственным масштабом гофрировки границы и не зависит от длины свободного пробега ионов, т. е. этот метод можно было бы использовать и при  $\lambda_{ci} \gg L$ . К сожалению, создание столба плазмы с нулевым магнитным полем внутри плазмы и с достаточно резкой границей между плазмой и магнитным полем — трудная задача. Больше всего опасений здесь вызывает опасность возбуждения неустойчивостей в пограничном слое плазма — магнитное поле (см. [5]). Во всяком случае, до сего времени не нашлось экспериментаторов, которые попытались бы реализовать идею Така.

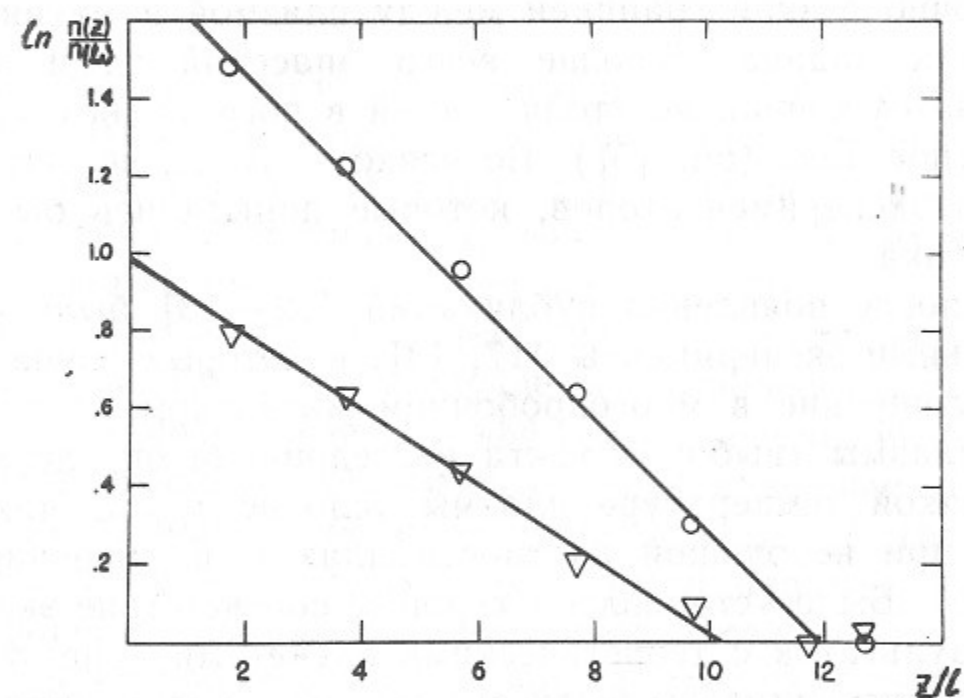
Вскоре после появления публикаций [12—13] были поставлены специальные эксперименты [17, 18], в которых изучалось продольное расширение в многопробочном магнитном поле холодной щелочной плазмы (выбор объекта исследования определялся тем, что при низкой температуре плазмы условие  $\lambda_{ci} < L$  может быть обеспечено при небольшой плотности плазмы и умеренной длине установки  $L$ ). Было установлено хорошее соответствие экспериментальных результатов с теоретическими расчетами (рис. 8). Позже аналогичные эксперименты были выполнены с водородной плазмой [19] ( $n \leq 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $T \sim 10 \text{ эВ}$ ) и также дали удовлетворительное согласие с расчетами.

Рассмотрим коротко вопрос о реакторных характеристиках многопробочных ловушек. Если ориентироваться на «традиционную» для квазистационарных термоядерных устройств плотность плазмы  $n \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , то для выполнения условия  $\lambda_{ci} < L$  пришлось бы взять установку нереально большой длины:  $L > 3 \cdot 10^4 \text{ м}$ . Желательно поэтому увеличить плотность плазмы. Для квазистационарных термоядерных систем плотность плазмы ограничивается условием  $2nT \leq B^2/8\pi$ , где  $B$  — индукция магнитного поля, удерживающего плазму от разлета в радиальном направлении. При  $B \sim 15 \text{ Т}$





a



b

Рис. 8. Эксперимент на установке «Щегол» в Новосибирском институте ядерной физики.

а) Схема эксперимента: 1—ионизатор; 2—катушки магнитного поля; 3—вакуумная камера; 5—подвижные ленгмюровские зонды; 6—устройство для подачи струи атомов цезия на ионизатор. Внизу показано распределение магнитного поля вдоль длины установки. Плазма образуется на раскаленной вольфрамовой пластине 1 и далее течет вдоль многопробочного магнитного поля к холодному поглотителю, расположенному на противоположном конце установки.

б) Установившееся распределение плотности плазмы вдоль оси системы. В соответствии с предсказаниями теории экспоненциальная зависимость  $n(z)$  реализуется там, где длина свободного пробега ионов достаточно мала. В концевой части установки реализуется свободно-молекулярное течение, и плотность не зависит от  $z$ . Кривая 2 отличается от кривой 1 меньшим потоком плазмы с ионизатора.

это условие ограничивает плотность плазмы величиной  $n \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Рассмотрению многопробочных реакторов с плазмой такой плотности посвящен ряд американских работ (см. например, [20]). В этих работах считается, что стационарное состояние плазмы поддерживается инъекцией нейтралов; учитывается подогрев плазмы  $\alpha$ -частицами. Общий вывод состоит в том, что длина стационарного многопробочного реактора с  $Q=5$  будет составлять примерно 1 км.

Другой подход разрабатывается в Советском Союзе. Здесь для сокращения длины установок предлагается использовать еще более плотную плазму, с  $n \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$  [12]. Так как магнитное удержание такой плазмы при реально достижимых магнитных полях невозможно, в работе [12] было предложено использовать давнюю идею «стеночного» удержания плазмы, когда равновесие в радиальном направлении обеспечивается прямым механическим контактом плазмы со стенками рабочей камеры, а магнитное поле используется только для подавления теплопроводности на стенки камеры, что соответствует режиму с  $\beta \gg 1$ . Разумеется, в этом случае из-за больших механических и тепловых нагрузок на стенку камеры реактор придется делать импульсным. Для быстрого нагрева плазмы было предложено применять сильноточный электронный пучок, инжектируемый с одного из концов установки. Интересной особенностью установки со стеночным удержанием является то, что в ней МГД-устойчивость плазмы может быть обеспечена даже в рамках аксиально-симметричной системы (вследствие прямого механического контакта плазмы со стенками).

Место этого последнего подхода в общем круге исследований по открытым ловушкам определяется тем, что он опирается на совсем другую (по сравнению с традиционной) технику, которая в перспективе видится более дешевой; кроме того, этот подход позволяет распространить идеи и методы открытых ловушек на совсем другой диапазон параметров плазмы (речь, в частности, идет о таких параметрах, как  $\beta$  и  $\omega_{Bi}, \tau_{ii}$ ), где более благоприятно может решаться вопрос об аномальном поперечном переносе (см. раздел III.3 работы [1]). Расчеты импульсного термоядерного реактора с многопробочным удержанием можно найти, например, в работе [21].

Весь комплекс явлений, происходящих при стеночном удержании плотной плазмы, можно будет изучить на установке ГОЛ-3, сооружаемой в Новосибирском институте ядерной физики [22]. Параметры установки: длина 22,5 м, диаметр плазмы 6 см, сред-

няя по длине напряженность магнитного поля 6 Т. Ожидаемые параметры плазмы: плотность  $10^{17}$  см $^{-3}$ , температура 1 кэВ, время жизни 100 мкс.

Характеристики многопробочного реактора (как импульсного, так и стационарного) можно улучшить, вводя в плазму некоторое количество примесей с  $Z \gg 1$  [23]. Естественно, при этом возрастает тормозное излучение из плазмы, но одновременно убывает длина свободного пробега и, согласно (5), возрастает время удержания. Вводя оптимальное количество примесей, можно увеличить коэффициент усиления  $Q$  в 2—3 раза.

### III.2. Газодинамическая ловушка

Еще один пример открытой ловушки для удержания плазмы с малой длиной свободного пробега — это так называемая газодинамическая ловушка (ГДЛ), предложенная в работе [24]. Газодинамическая ловушка представляет собой пробкотрон с очень большим пробочным отношением и с длиной  $L$ , удовлетворяющей условию

$$L \geq \lambda_{ii} \frac{I_{II} R}{R}. \quad (6)$$

Это условие означает, что длина установки превышает длину рассеяния ионов на угол при вершине конуса потерь (множитель  $\ln R$  возникает из-за специфики кулоновского рассеяния на малые углы). Соответственно, функция распределения ионов повсюду, за исключением быть может, области вблизи «горлышка» пробки, близка к максвелловской, и время жизни плазмы определяется аналогично тому, как определяется время истечения газа из сосуда с маленьким отверстием (т. е. как отношение полного числа частиц  $nV$  в сосуде объема  $V$  к потоку газа  $n v_T S$  через отверстие площадью  $S$ ). В данном случае эта оценка имеет вид:

$$\tau \sim \frac{RL}{v_T}. \quad (7)$$

Чисто газодинамический характер оценки (7) и явился причиной выбора названия ловушки.

Как это и должно быть в газодинамическом случае, частота столкновений не входит в оценку (7), которая дает в некотором смысле предельную скорость «расхода» плазмы — если бы в плазме возникали микронеустойчивости и частота столкновений станови-

лась выше кулоновской, «расход» все равно не мог бы стать больше. Примечательно также, что время жизни растет линейно с пробочным отношением (а не логарифмически, как это имело место в случае обычного короткого пробкотрона). Соответственно, пробочное отношение в ГДЛ имеет смысл доводить до предельно достижимых с технической точки зрения значений. В этом смысле очень важна отмеченная в работе [24] возможность обеспечить МГД-устойчивость ГДЛ в рамках аксиально-симметричной конфигурации (при осесимметричной пробочной катушке магнитное поле «на проводнике» почти такое же, как на оси системы, тогда как для реалистических конструкций квадрупольных пробочек поле «на проводнике» в несколько раз выше, чем на оси).

Замеченный в работе [24] механизм стабилизации основан на том факте, что в ГДЛ плотность (и давление) плазмы в пробке и непосредственно за пробкой почти такие же, как в центральной части ловушки<sup>\*)</sup>, и поэтому за пробочная область вносит заметный вклад в интеграл устойчивости (см. формулу (28) в [1]). Силовые линии в за пробочной области имеют благоприятную кривизну, так что этот вклад — стабилизирующий. Если сделать магнитное поле за «горлышком» пробки быстро расходящимся, т. е. увеличить здесь кривизну силовых линий, и, напротив, сделать переход от однородного поля к пробке очень плавным (как это и показано на рис. 9), можно добиться благоприятного знака интеграла (28) (из



Рис. 9. Газодинамическая ловушка. Короткими стрелками показано направление инжекции нейтральных атомов, длинными стрелками — поток плазмы в расширитель. Выделены участки силовых линий, вносящие благоприятный вклад в «интеграл устойчивости» (29) (из работы [1]).

работы [1]) в целом. При вычислении этого интеграла для плазмы с течением следует полагать  $p_{||} = p + \rho v^2$ ,  $p_{\perp} = p$ , где  $p$  — газокинетическое давление плазмы (которое в собственной системе координат для плазмы с высокой частотой столкновений изотропно), а  $v$  — скорость течения.

<sup>\*)</sup> В отличие от «традиционного» пробкотрона, в котором плотность плазмы за пробкой исчезающе мала по параметру  $L/\lambda_{ii}$ .

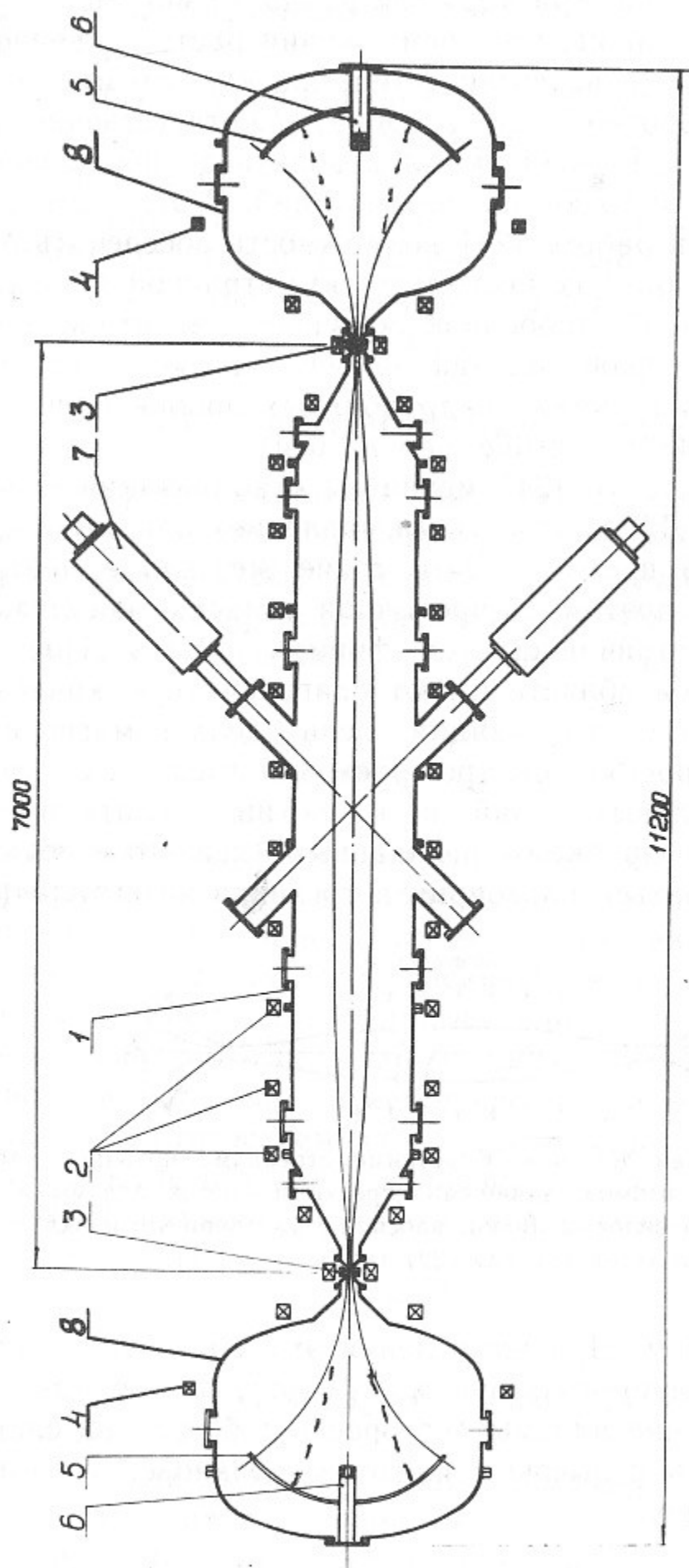


Рис. 10. Схема эксперимента на газодинамической ловушке:

1 — центральная вакуумная камера; 2 — катушки соленоидальной части магнитной системы; 3 — внутренние пробочные катушки на поле 11 Т; 4 — катушки, определяющие геометрию магнитного поля в расширителях; 5 — приемники плазмы; 6 — источник плазмы; 7 — инжекторы атомарных пучков; 8 — вакуумные камеры расширителей. Размеры даны в миллиметрах.

Возможность обеспечения МГД-устойчивости газодинамической ловушки посредством правильного выбора формы силовых линий в пробочной области в 1986 году проверена экспериментально группой Г.В. Рослякова в Новосибирском институте ядерной физики [25]. Схема эксперимента показана на рис. 10. Наличие в пробочной области специальных катушек (4 на рис. 10) позволяет перестраивать конфигурацию магнитного поля в этой области от дестабилизирующей (пунктирные линии на рис. 10) к стабилизирующей (сплошные линии). Магнитное поле внутри ловушки при этом почти не затрагивается. При неблагоприятной форме поля в плазме имеются интенсивные колебания желобкового типа, и потери происходят преимущественно поперек поля. При благоприятной форме энергия желобковых колебаний снижается в десятки раз, потери плазмы идут через пробки, и время жизни согласуется с оценкой (7), рис. 11.

В этих же экспериментах была проверена линейность зависимости  $\tau$  от  $R$  вплоть до значений  $R=25$ . В экспериментах [26] зависимость (7) прослежена до  $R=74$ .

Реактор на основе ГДЛ рассчитан на работу в стационарном режиме. Потери плазмы и тепла через пробки будут компенсироваться либо инъекцией атомарных пучков (при этом будет обеспечиваться как подвод массы, так и подвод энергии), либо посредством периодического ввода в плазму замороженных крупинки ДТ-топлива (при этом энергетический баланс может обеспечиваться, например, применением ионно-циклотронного нагрева). В целом эта система кажется привлекательной по простоте и надежности схемы удержания (в частности, по нечувствительности продольных потерь к возможности развития в плазме микрофлуктуаций). За эту простоту, к сожалению, приходится расплачиваться тем, что реактор-ГДЛ оказывается довольно длинным. Так, если, следуя работе [27], принять вакуумное поле в пробках  $B_{\max} = 45$  Т, а на однородном участке  $B_{\min} = 1,5$  Т, то типичная длина реактора, рассчитанного на  $Q=5$ , получится равной 2—3 км. По сегодняшним представлениям, такой реактор кажется слишком длинным. Следует, однако, помнить,

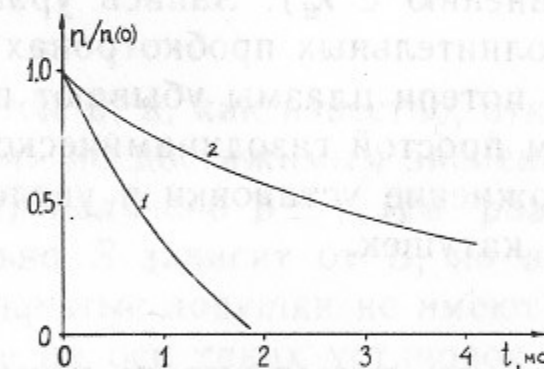


Рис. 11. Зависимость плотности плазмы в ловушке от времени: 1 — при неблагоприятной форме поля в расширителях (пунктирные линии на рис. 10); 2 — при благоприятной кривизне (сплошные линии на рис. 10).

что почти вся его длина занята простым однородным соленоидом со слабым полем и, в конечном итоге, решающими будут экономические (а не эмоциональные) аргументы.

Характеристики реактора-ГДЛ в существенной степени зависят от того предельного магнитного поля, которое можно будет создать в пробках. Выше принималось, что это поле составляет 45 Т—величина довольно внушительная. По сегодняшним представлениям, такое поле можно создать только с помощью «теплой» обмотки (быть может, со сверхпроводящей внешней частью), так что на поддержание поля в пробках придется тратить некоторую мощность. Однако, так как столь сильное поле нужно иметь в относительно небольшом объеме (диаметр 10—15 см, длина 20—30 см), потери мощности оказываются умеренными [27]. Если бы прогресс в технике генерации сверхсильных магнитных полей позволил создать стационарные катушки на поле 60—80 Т, то термоядерные перспективы газодинамической ловушки стали бы совсем хорошими.

Добиться сокращения длины установки можно также путем некоторого усложнения ее конструкции, а именно, посредством добавления с каждого из концов установки еще по одному пробкотрону с длиной, также удовлетворяющей условию (6) (но малой по сравнению с  $\lambda_z$ ). Запись уравнений баланса плотности плазмы в дополнительных пробкотронах показывает (см. [28]), что продольные потери плазмы убывают примерно вдвое по сравнению со случаем простой газодинамической ловушки. Цена этого улучшения—усложнение установки и увеличение мощности на питание пробочных катушек.

#### IV. ВОЗМОЖНОСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ ОТКРЫТОЙ ЛОВУШКИ В КАЧЕСТВЕ ГЕНЕРАТОРА НЕЙТРОНОВ

Для испытания материалов и элементов конструкции будущего термоядерного реактора желательно иметь источник нейтронов ДТ-реакции<sup>\*)</sup>, обеспечивающий плотность потока нейтронов в зоне испытаний в несколько раз выше, чем на «первой стенке» реактора, где эта величина будет, по-видимому, составлять  $(0,5 \div 1,5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  [29]. Разумеется, кроме нейтронов

<sup>\*)</sup> Т. е. нейтронов с энергией 14 МэВ.

ДТ-реакции, в системе будут присутствовать также вторичные нейтроны, поток и спектр которых будут определяться окружением плазмы. Приведенные выше числа относятся к потоку первичных нейтронов.

Источник нейтронов не обязательно должен обеспечивать положительный энергетический выход (т. е. давать  $Q > 1$ ), более важными его характеристиками являются плотность нейтронного потока в зоне испытаний и инженерная простота.

Привлекательность открытых ловушек в качестве источника нейтронов определяется следующими соображениями. Число  $S$  нейтронов, рождающихся в единице объема плазмы в единицу времени, при данной форме энергетического распределения дейтронов и тритонов пропорционально  $n^2$ :

$$S \propto n^2. \quad (8)$$

С другой стороны, при данной форме энергетического распределения, давление плазмы  $p$  пропорционально  $n$ . Так как из условий равновесия следует, что  $p \sim \beta B^2 / 8\pi$ , где  $B$ —удерживающее магнитное поле, из (8) получаем, что

$$S \propto \beta^2 B^4. \quad (9)$$

Видно, что  $S$  быстро растет с ростом  $\beta$ , а, как известно, открытые ловушки являются «рекордсменом» по достижимым значениям  $\beta$ : в них (в стационарных условиях!) получено  $\beta \simeq 1$  (см. раздел II.3 препринта [1]). Еще более сильно  $S$  зависит от  $B$ , но и по этому параметру осесимметричные открытые ловушки не имеют себе равных: как уже отмечалось, поле на оси таких установок может быть сделано близким полю «на проводнике». Итак, действительно, открытые ловушки (особенно осесимметричные) имеют хорошие перспективы в качестве генератора нейтронов.

Неудивительно поэтому, что в последние годы появилось несколько предложений по нейтронным источникам такого типа [30—33]. Чтобы проиллюстрировать имеющиеся здесь возможности, опишем нейтронный источник на основе газодинамической ловушки [32] (см. также [28]). Этот источник основан на так называемом «мишенном» подходе: предполагается, что ловушка заполнена относительно холодной ( $T \sim 1$  кэВ) и плотной ( $n \sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) дейтериевой плазмой, в которую инжектируются быстрые (с энергией 250 кэВ) тритоны. Сталкиваясь с дейтонами мишенной плазмы, тритоны рожают нейтроны (и  $\alpha$ -частицы). Ис-

течение мишенной плазмы через пробки можно компенсировать путем инъекции в систему крупинок дейтерия, так что система будет работать в стационарном режиме.

Тритоны инжектируются под небольшим ( $\theta_* \simeq 20^\circ$ ) углом к магнитному полю и совершают колебания между точками остановки, одновременно замедляясь на электронах плазмы и рассеиваясь на дейтонах. Точки остановки быстрых тритонов расположены в магнитном поле  $B_* = B_0/\sin^2\theta_*$ , где  $B_0$  — поле на однородном участке. Ввиду невысокой температуры электронов торможение тритонов на электронах происходит намного быстрее их рассеяния на дейтонах, т. е. ширина углового распределения тритонов оказывается малой по сравнению с  $\theta_*$ . Поэтому вблизи точек остановки их плотность имеет острый пик. Максимальная плотность ограничивается лишь тем условием, чтобы магнитное давление превышало давление тритонов. В результате точка остановки и ее окрестности становятся мощным источником нейтронов.

Расчеты, приведенные в работах [28, 32], показывают, что при полной потребляемой мощности 50—100 МВт нейтронный источник описываемого типа может обеспечить нейтронный поток  $(2 \div 3) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  на поверхности цилиндра диаметром 15 см и длиной 1—1,5 м. Расстояние между пробками ГДЛ при этом должно составлять примерно 10 м, так что в целом источник оказывается довольно компактным. Важно также, что основные безразмерные параметры плазмы (см. формулу (33) в препринте [1]) в точках остановки быстрых тритонов не сильно отличаются от имевшихся в экспериментах на установке 2ХИВ, что придает дополнительную надежность всей схеме.

Те же особенности открытых ловушек, которые позволяют использовать их в качестве нейтронных источников, выделяют эти ловушки в отношении возможности применения в них «нетрадиционного» термоядерного горючего, в первую очередь смеси дейтерия и гелия-3. Реакция  $D + He^3 \rightarrow He^4 + p + 18,6 \text{ МэВ}$  интересна в том отношении, что в ней не выделяются нейтроны, и реактор становится почти нерадиоактивным. Слово «почти» учитывает здесь то обстоятельство, что в равнокомпонентной смеси  $D - He^3$  будет происходить «побочная» реакция  $D + D \rightarrow T + n$ , но из-за относительно малого сечения этой реакции (при тех температурах, где скорость реакции  $D - He^3$  уже значительна) количество нейтронов будет малым.

Трудность создания реактора на смеси  $D - He^3$  состоит в том, что реакция имеет заметную скорость только при температуре в

диапазоне  $\geq 100 \text{ кэВ}$  (тогда как  $D - T$ -реакция хорошо идет уже при температурах 5—10 кэВ). Соответственно, при данном давлении плазмы плотность смеси  $D - He^3$  будет в 10—20 раз ниже, чем плотность  $D - T$ -смеси, и объемная мощность реакции станет очень малой. Поэтому реактор на смеси  $D - He^3$  критически зависит от того, насколько большое давление плазмы допускается системой удержания. А по этому параметру, как уже отмечалось, открытые ловушки выглядят очень хорошо.

## V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При взгляде на все описанные в работе [1] и в настоящем препринте открытые ловушки возникает парадоксальное впечатление, что самая лучшая из них — это все же простой пробкотрон, особенно в аксиально-симметричном варианте. В нем в самой полной мере проявляются все присущие открытым ловушкам достоинства: подкупающая простота конструкции, стационарность, достижимость близких к единице значений  $\beta$ , наличие естественного канала удаления примесей и продуктов термоядерной реакции. К сожалению, все эти замечательные особенности пробкотрона обеспечиваются тем обстоятельством, что в нем недостаточно велико время жизни плазмы по отношению к потерям через пробки, и «коэффициент усиления»  $Q$  не может превосходить значений масштаба 1,5.

Тем не менее, первое впечатление до некоторой степени правильно: действительно, усовершенствования пробкотрона, направленные на увеличение  $Q$ , как правило, приводят к появлению в нем дополнительных элементов и, естественно, к его усложнению. При этом в той или иной мере утрачиваются одно или несколько из его исходных притягательных свойств. Но все же тридцать лет исследований по открытым ловушкам не прошли даром: во многих случаях утраты эти не столь уж значительны и вполне окупаются выигрышем в  $Q$ . Наиболее очевидный пример — это газодинамическая ловушка, которая и внешне выглядит как простой пробкотрон (только сильно удлиненный), и сохраняет все вышеперечисленные его достоинства. Некоторый недостаток этой системы — чрезмерно большая, по сегодняшним меркам, длина. Разумеется, в более далекой перспективе представления о приемлемом в смысле длины и мощности термоядерной энергетической установки могут изменить-

ся. Но сегодня все же система кажется слишком длинной. Поэтому может возникнуть необходимость некоторого ее усложнения путем введения двух дополнительных пробок (раздел III.2), что позволяет сократить длину установки. К существенному улучшению параметров реактора-ГДЛ может привести также дальнейшее развитие техники сверхсильных магнитных полей, что даст возможность создать более сильные «точечные» пробки. В более близкой перспективе у газодинамической ловушки есть хорошие шансы стать основой высокопоточного источника термоядерных нейтронов.

Амбиполярные ловушки в осесимметричном варианте также сохраняют основные достоинства пробкотрона, за исключением, быть может, того, что вновь возникают трудности с удалением тяжелых примесей (которые теперь не могут покинуть центральный пробкотрон из-за наличия на его концах высоких потенциальных барьеров). Если в самом деле будет найдена приемлемая осесимметричная конфигурация амбиполярной ловушки, единственной по-настоящему серьезной проблемой этих установок останется стабилизация «неустойчивостей пространства скоростей» в концевых пробкотронах. Поскольку по мере усложнения рельефа функции распределения в пространстве скоростей круг таких неустойчивостей обычно расширяется, попытки улучшить характеристики концевых пробкотронов путем создания в них тепловых барьеров вызывают некоторые опасения. Лучшие шансы, по крайней мере, в ближайшее время, имеет исходная схема амбиполярной ловушки (без тепловых барьеров). Конечно, реактор при этом тоже получается довольно длинным.

Многопробочная система со стеночным удержанием плотной плазмы по сравнению с пробкотроном теряет преимущество стационарности и усложняется в конструктивном отношении, хотя другие достоинства открытых ловушек в ней сохраняются. По заложенной в нее физике эта система достаточно проста и надежна. Ее реакторные перспективы будут существенно зависеть от прогресса в создании материалов первой стенки, способных противостоять большому давлению в условиях «термокачки».

Остальные типы открытых ловушек тоже не следует сбрасывать со счетов. Но три упомянутых системы выделены по отношению к остальным по одному важному признаку: они уже сегодня представлены действующими (или близкими к завершению) экспериментальными установками достаточно крупного масштаба. В «термояде» не знает исключений своего рода «принцип непрерыв-

ности», состоящий в том, что установка каждого следующего поколения не может превышать (по совокупности параметров) предыдущую более чем в 2—3 раза, иначе она оказывается неработоспособной. Поскольку сегодня для открытых ловушек установка следующего поколения — это очень крупное и дорогостоящее сооружение (масштаба токамака Т-15), выбор схемы этой установки по необходимости ограничен упомянутыми выше тремя разновидностями открытых ловушек, которые дадут возможность проверить заложенные в них принципы в экспериментах достаточно большого масштаба. Конечно, и остальные открытые ловушки смогут внести свой вклад в тот «банк идей», который будет использоваться при создании установки следующего поколения; возможно даже, что эта установка будет некоторым «гибридом», несущим в себе признаки различных схем открытых ловушек. Но маловероятно, чтобы она возникла как результат экстраполяции результатов, полученных на «настошных» установках.

Ближайшие 5—6 лет будут очень важными для всего направления открытых ловушек: за эти годы хотя бы на одной из существующих и строящихся крупных установок должны быть получены результаты, дающие уверенность в том, что соответствующая система может стать прообразом установки следующего поколения, в которой можно было бы получить плазму с «околореакторными» параметрами. Конечно, можно было бы и дальше вести перебор вариантов, создавая новые установки того же масштаба, как существующие сейчас. Но кажется, что время, отпущенное направлению открытых ловушек на действия по методу «проб и ошибок» уже истекло: если в ближайшие 5—6 лет необходимой уверенности не появится, то, по мнению автора, интерес к открытым ловушкам резко снизится, и они надолго сойдут со сцены (хотя, наверное, не навсегда: как установка для сжигания «безнейтронного» топлива открытая ловушка, пожалуй, не имеет замены; но это — совсем другой уровень техники).

Что касается применения открытых ловушек в качестве высокопоточных источников нейтронов, то здесь перспективы вполне ясные — при необходимости такой источник может быть создан.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рютов Д.Д. Препринт ИЯФ СО АН СССР 87-104. Новосибирск, 1987.
2. Лаврентьев О.А. В сб: Магнитные ловушки.—Киев: Наукова думка, 1968, вып.3, с.77.
3. Питерский В.В., Пастухов В.П., Юшманов Е.Е. Физика плазмы, 1987, т.13, с.51.
4. Азовский Ю.А., Карпунин В.И., Лаврентьев О.А., Маслов В.А., Новиков М.Н., Ноздрачев М.Г. Физика плазмы, 1980, т.6, с.256.
5. Иоффе М.С., Канаев Б.И., Пастухов В.П., Питерский В.В., Юшманов Е.Е. Физика плазмы, 1984, т.10, с.464;  
Иоффе М.С., Канаев Б.И., Пастухов В.П., Питерский В.В., Юшманов Е.Е. Физика плазмы, 1987, т.13, с.1210.
6. Haines M. Nucl. Fusion, 1977, v.17, p.811.
7. Abdrashitov G.F., Bekhtenev A.A., Kubarev V.V., Pal'chikov V.E., Volosov V.I., Yudin Yu.N. In: Mirror Based and Field Reversed Approaches to Magnetic Fusion (Proc. of the Intern. School on Plasma Phys., Varenna, 1983), v.1, p.335.
8. Панасюк В.М., Цельник Ф.А. Физика плазмы, 1975, т.1, с.522.
9. Lehnert V. Physica Scripta, 1976, v.13, p.317.
10. Бочаров В.Н., Завадский Н.А., Киселев А.В., Константинов С.Г., Кудрявцев А.В., Мыскин О.К., Панасюк В.М., Цельник Ф.А. Письма в ЖЭТФ, 1985, т.41, с.494.
11. Морозов А.И. Proc. of the III Intern. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res., Vienna, IAEA, 1969, v.2, p.3.
12. Будкер Г.И., Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Письма в ЖЭТФ, 1971, т.14, с.320.
13. Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Препринт ИЯФ СО АН СССР 69-71. Новосибирск, 1977;  
Mirnov V.V., Ryutov D.D. Nucl. Fusion, 1972, v.12, p.627.
14. Logan B.G., Lichtenberg A.J., Lieberman M.A., Makhijani A. Phys. Rev. Lett., 1972, v.28, p.144.
15. Post R. Phys. Rev. Lett., 1967, v.18, p.232.
16. Tuck J.L. Proc. of the III Intern. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res., Vienna, IAEA, 1969, v.2, p.595.
17. Будкер Г.И., Данилов В.В., Кругляков Э.П., Рютов Д.Д., Шунько Е.В. Письма в ЖЭТФ, 1973, т.17, с.117; ЖЭТФ, 1973, т.65, с.562.
18. Logan B.G., Brown I.G., Lichtenberg A.J., Lieberman M.A. Phys. Rev. Lett., 1972, v.29, p.1435; Phys. Fluids, 1974, v.17, p.1302.
19. Price H.D., Lichtenberg A.J., Lieberman M.A., Tuszewski M. Nucl. Fusion, 1983, v.23, p.1043.
20. Najambadi F., Lichtenberg A.J., Lieberman M.A. Nucl. Fusion, 1983, v.23, p.609.
21. Князев В.А., Чеботаев П.З. — Nucl. Fusion, 1984, v.24, p.555.
22. Arzhannikov A.V., Breizman B.N., Burdakov A.V., Burmasov V.S. et al. Proc. of the X Intern. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res., Vienna, IAEA, 1985, v.2, p.347.
23. Князев В.А., Мирнов В.В., Чеботаев П.З. В сб.: Вопросы атомной науки и техники, серия «Термоядерный синтез», М.: ЦНИИАТОМИНФОРМ, 1983, № 3, с.12.

24. Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Письма в ЖТФ, 1979, т.5, с.678.
25. Багрянский П.А., Иванов А.А., Клесов В.В., Козьминых Ю.Л., Котельников И.А., Красников Ю.И., Подыминогин А.А., Рогозин А.И., Росляков Г.В., Рютов Д.Д. Доклад CN-47/C-11-4 на 11 конф. МАГАТЭ по физике плазмы и проблеме УТС, Киото, 1986.
26. Lam K.L., Leikind B.J., Wong A.Y., Dimonte G., Kuthi A., Olson L., Zwi H. Phys. Fluids, 1986, v.29, p.3433.
27. Мирнов В.В., Рютов Д.Д. В сб.: Вопросы атомной науки и техники, серия «Термоядерный синтез», М.: ЦНИИАТОМИНФОРМ, 1980, № 1, с.57.
28. Kotelnikov I.A., Mirnov V.V., Nagornij V.P., Ryutov D.D. Proc. of the X Intern. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Res., Vienna, IAEA, 1985, v.2, p.309.
29. International Tokamak Reactor—Executive Summary by INTOR Group. — Nucl. Fusion, 1985, v.25, p.1791.
30. TASKA; A Tandem Mirror Fusion Engineering Test Facility. -KEK-report 3311/2 and UWFDM-500, 1982, v.1 and 2.
31. A Tandem Mirror Fusion Engineering Test Facility, Preprint UCID-19328, Livermore, 1983.
32. Мирнов В.В., Нагорный В.П., Рютов Д.Д. Препринт ИЯФ СО АН СССР 84-40. Новосибирск, 1984.
33. Kawabe T., Hiroyama S., Kozaki Y., Yoshikawa K. et al. Fusion Technology, 1986, v.2, p.1.

*Д.Д. Рютов*

**Открытые ловушки  
(антипробкотроны, ловушки с вращающейся  
плазмой, ловушки для удержания плазмы  
с малой длиной свободного пробега)**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

---

Работа поступила 31 марта 1987 г.  
Подписано в печать 24.07. 1987 г. МН 08296.  
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,5 печ.л., 2,0 уч.-изд.л.  
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 105

---

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-  
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и  
отпечатано на ротапринтере Института ядерной физики  
СО АН СССР,  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*