



М. 63

39

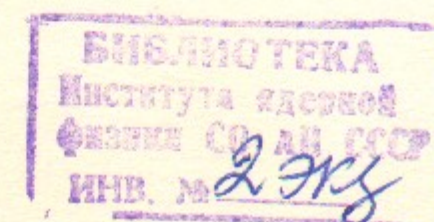
24.04.89

1989

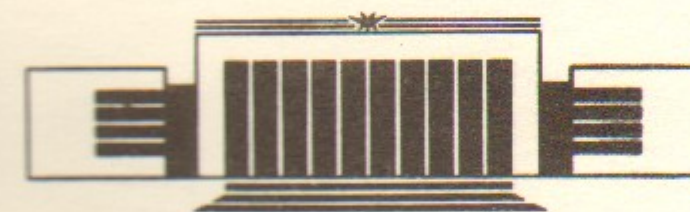
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

В.В. Мирнов, Д.Д. Рютов

ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ ЛОВУШКА



ПРЕПРИНТ 88-70



НОВОСИБИРСК

### АННОТАЦИЯ

Обзор состоит из семи разделов. Во Введении дается общая характеристика метода газодинамического удержания плазмы в открытых магнитных ловушках, обсуждаются преимущества и недостатки этой схемы по сравнению с «классическим» пробкотроном Будкера—Поста. Детальный анализ продольного удержания плазмы и исследование различных возможностей уменьшения потоков частиц и энергии на торцы системы проводится во втором разделе. Третий раздел посвящен рассмотрению вопросов МГД-устойчивости и поперечных потерь плазмы в ГДЛ. Здесь, в частности, обсуждается одна из главных особенностей ГДЛ—возможность стабилизации желобковой неустойчивости при аксиально-симметричной геометрии магнитного поля. В последующих разделах обзора дается описание результатов экспериментов по газодинамическому удержанию плазмы, исследуются перспективы создания на основе ГДЛ термоядерного реактора и нейтронного источника, предназначенного для технологических испытаний материалов.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из самых привлекательных по своим потенциальным возможностям термоядерных систем является пробкотрон Будкера—Поста. Он подкупающе прост по своей конструкции (особенно в осесимметричном варианте), допускает получение высоких, порядка единицы, значений  $\beta^*$ , работает в стационарном режиме, имеет естественный канал удаления примесей и продуктов термоядерной реакции. К сожалению, эти достоинства в значительной степени обесцениваются тем обстоятельством, что в простом пробкотроне даже при больших пробочных отношениях нельзя добиться коэффициентов усиления мощности, превышающих значение  $Q = 1,3 \div 1,5$ .

Чтобы избавиться от этого недостатка, в разное время был предложен ряд усовершенствованных вариантов простого пробкотрона: установки с обращением поля, центробежные ловушки, многопробочные и другие соленоидальные системы и, наконец, амбиполярные ловушки. В принципе, каждая из них допускает получение значений  $Q$  в диапазоне 10—30, но рост  $Q$  достигается за счет появления в установках дополнительных элементов и, соответственно, их усложнения. В результате, в той или иной степени утрачиваются одно или несколько притягательных свойств пробкотрона.

В середине 70-х годов авторы настоящей статьи поставили

<sup>\*</sup>  $\beta$  — отношение давления плазмы к давлению магнитного поля.

перед собой вопрос: нельзя ли все же улучшить энергетические характеристики пробкотрона, не вводя в него дополнительных элементов и сохраняя все вышеперечисленные его достоинства? Ответом на этот вопрос и явилось предложение схемы «газодинамической ловушки» (сокращенно — ГДЛ) [1]. Можно заранее сказать, что полученный ответ в чисто термоядерном аспекте приносит, пожалуй, лишь частичное удовлетворение, поскольку мощность реактора-ГДЛ оказывается ограниченной снизу довольно большим значением 3—4 ГВт. С другой стороны, выяснилось, что газодинамические ловушки, ввиду своей замечательной простоты, могут оказаться полезным инструментом для изучения общезначимых свойств плазмы, и что на их основе можно создать высокопоточный генератор «термоядерных» (с энергией 14 МэВ) нейтронов для материаловедческих и других исследований. Так или иначе,

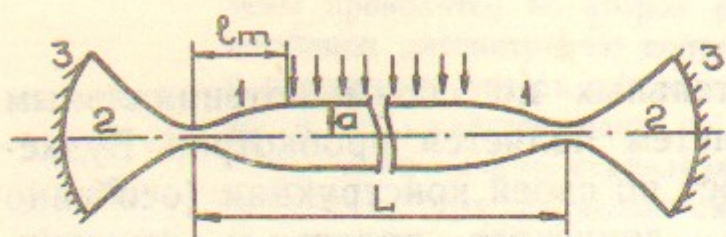


Рис. 1. Газодинамическая ловушка: 1 — переходные участки; 2 — расширители; 3 — поглощающие стенки. Стрелками показана распределенная по длине инжекция нейтралов.

сегодня имеется несколько групп, занимающихся газодинамическими ловушками, получено довольно значительное количество экспериментальных результатов и ощущается необходимость в определенной систематизации уже сделанного и оценке перспектив дальнейшего развития этих систем. Этой задаче и посвящен настоящий обзор. Газодинамическая ловушка (рис. 1) представляет собой простой пробкотрон с большим пробочным отношением  $R \gg 1$  и с длиной  $L$ , удовлетворяющей условию

$$L \gg \lambda_{ii} \frac{\ln R}{R}, \quad (1)$$

где  $\lambda_{ii}$  — длина свободного пробега ионов относительно рассеяния на угол порядка единицы. Условие (1) означает, что длина установки превышает длину рассеяния на угол при вершине конуса потерь, равную (при  $R \gg 1$ )  $\lambda_{ii}/R$  \*. В таких условиях время  $\tau$  жизни плазмы в ловушке может оцениваться аналогично тому, как оценивается время газодинамического истечения обычного газа из

\* Причина появления в (1) дополнительного множителя  $\ln R$ , который, впрочем, не очень велик, разъясняется в разделе 2.

сосуда с маленьким отверстием, а именно, как отношение полного числа частиц в системе  $nLS$  ( $n$  — плотность плазмы,  $S$  — площадь ее сечения на участке однородного поля) к газодинамическому «расходу» плазмы через пробки  $2\nu_s S/R$  ( $\nu_s$  — скорость звука в плазме). В результате находим, что

$$\tau \simeq RL/2\nu_s. \quad (2)$$

Для сравнения приведем формулу, определяющую время жизни в обычном (коротком) пробкотроне:

$$\tau \simeq \ln R/\nu_{ii}, \quad (3)$$

где  $\nu_{ii}$  — частота ион-ионных столкновений. Для плазмы с близкими температурами электронов и ионов  $\nu_s \sim \nu_{Ti}$  переход от формулы (2) к формуле (3) происходит на границе применимости условия (1) (см. рис. 2). Важно, что в ГДЛ время жизни линейно растет с длиной установки и с пробочным отношением, тогда как в простом пробкотроне зависимость  $\tau$  от  $L$  отсутствует, а зависимость от  $R$  очень слабая. Именно эти отличия и позволяют рассчитывать на получение приемлемых значений  $Q$  — нужно лишь взять  $L$  и  $R$  достаточно большими. Разумеется, чрезмерный рост размеров реактора нежелателен, так что реальные перспективы реактора-ГДЛ существенно зависят от развития техники получения сильных магнитных полей (чем больше  $R$ , тем лучше характеристики реактора).

В этом отношении очень важной является указанная в работе [1] возможность обеспечить МГД-устойчивость газодинамической ловушки в рамках полностью осесимметричной магнитной системы: если бы пробки пришлось делать квадрупольными, то сильно возросла бы разница между полем «на проводнике» и полем в плазме и усложнились бы проблемы механической

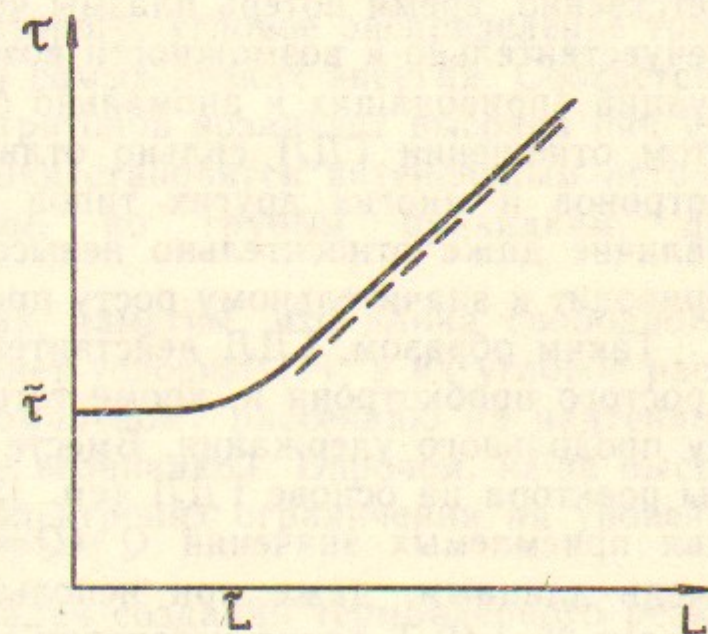


Рис. 2. Зависимость времени жизни плазмы в пробкотроне от его длины  $L$  ( $\tilde{L} = \lambda_{ii} \ln R/R$ ,  $\tilde{\tau} = \lambda_{ii} \ln R/\nu_s$ ). Учтено, что при сопоставимых температурах электронов и ионов  $\nu_{ii} \sim \nu_s/\lambda_{ii}$  (см. формулу (3)).

прочности конструкции, что привело бы к уменьшению поля в пробке и ухудшению характеристик реактора. Кроме того, несимметричные пробки обычно плохо сопрягаются с длинным соленоидом по условиям равновесия. Таким образом, осесимметричность ГДЛ—абсолютно необходимое условие ее существования как более или менее приемлемой энергетической установки.

Что касается конкретного механизма стабилизации, замеченного в работе [1], то он основан на том факте, что при условии (1) давление плазмы в пробке и непосредственно за пробкой по порядку величины такое же, как в центре ловушки, и поэтому вклад запробочной области в интеграл устойчивости Розенблюта—Лонгмайра, в отличие от «классического» пробкотрона, не пренебрежимо мал. А так как кривизна силовых линий магнитного поля в области расширителей может быть сделана благоприятной и большой (рис. 1), то этот вклад оказывается стабилизирующим.

Как это и должно быть в газодинамическом пределе, время жизни плазмы в ГДЛ не зависит от частоты рассеяния частиц (или, что эквивалентно, от их длины свободного пробега). Соответственно, время потерь плазмы через пробки в ГДЛ совершенно нечувствительно к возможности возбуждения в плазме микрофлуктуаций (приводящих к аномально быстрому рассеянию частиц). В этом отношении ГДЛ сильно отличается от традиционных пробкотронов и многих других типов открытых ловушек, в которых наличие даже относительно невысокого уровня микрофлуктуаций приводит к значительному росту продольных потерь плазмы.\*)

Таким образом, ГДЛ действительно сохраняет все достоинства простого пробкотрона и, кроме того, имеет более надежную физику продольного удержания. Вместе с тем, предварительные расчеты реактора на основе ГДЛ (см. [5]) показали, что для достижения приемлемых значений  $Q$  ( $Q=3-4$ ), реактор нужно делать очень длинным: даже при использовании в пробках магнитного поля в 35—40 Т длина установки не может быть меньше 2—3 км. Разумеется, надо помнить, что вся эта длина занята очень простым осесимметричным соленоидом на поле 1—1,5 Т (возможно, даже несверхпроводящим), но все же реактор сегодня кажется слишком длинным.

Наиболее очевидный способ сокращения длины реактора-ГДЛ—это увеличение магнитного поля в пробках. Последние

\* Эта положительная особенность открытых систем с плотной плазмой отмечалась и ранее, см., например, работы [2—4].

события в области высокотемпературной сверхпроводимости вселяют некоторые надежды на продвижение в этом направлении, тем более, что, как будет видно из дальнейшего, речь идет об объемах магнитного поля масштаба всего лишь несколько литров. Другой способ—добавление с каждой стороны установки по одному дополнительному пробкотрону правильно подобранной длины [6].

В 1984 году была указана еще одна возможность применения ГДЛ—в качестве основы для создания интенсивного источника термоядерных (с энергией 14 МэВ) нейтронов [7]. Схема источника основана на использовании «двухкомпонентного» варианта ГДЛ. Ловушка заполняется относительно холодной дейтериевой плазмой, которая удерживается в газодинамическом режиме, а в эту плазму инжектируются под небольшим (около  $20^\circ$ ) углом к оси быстрые (с энергией 250 кэВ) тритоны, столкновения которых с дейтонами и приводят к генерации нейтронов. Совершая продольные колебания между точками поворота в областях сильного поля, тритоны постепенно тормозятся на электронах и рассеиваются на дейтонах. Так как при высокой энергии тритонов первый процесс идет намного быстрее второго, угловое распределение тритонов остается узким вплоть до самых низких энергий. Соответственно, вблизи точек остановки тритонов возникает высокий пик их плотности, и эти области ловушки становятся интенсивным источником нейтронов (с потоком, по грубым прикидкам, до  $10 \text{ МВт/м}^2$ ).

Во избежание недоразумений, заметим, что длина свободного пробега тритонов не удовлетворяет условию (1), и их угловое распределение чувствительно к аномальному рассеянию на надтепловых флуктуациях (если таковые возникают). Впрочем, из-за быстрого торможения тритонов на электронах ограничения на уровень флуктуаций довольно мягкие.

Наконец, помимо решения задач создания термоядерного реактора или генератора нейтронов, газодинамические ловушки могут быть использованы (и уже используются) для изучения физических особенностей поведения плазмы в длинных солеоидах с прямыми силовыми линиями, которые входят в качестве основного энерговыделяющего элемента практически во все схемы открытых ловушек. Основной вопрос здесь состоит в выяснении возможных аномалий в поперечных коэффициентах переноса, связанных с дрейфовой турбулентностью плазмы. В этом отношении геометрия ГДЛ очень привлекательна, так как аномалии в переносе не могут быть приписаны аксиальной асимметрии магнитной системы. Кро-

ме того, длинный прямой соленоид — идеальный «полигон» для различных исследований по физике плазмы, в частности, по физике волновых процессов.

Все содержание обзора обсуждалось совместно обоими авторами. Конкретная работа по его написанию была распределена следующим образом: В.В. Мирновым написаны разделы 2.1, 2.2, 2.4, 3.1, 3.4 и 5; Д.Д. Рютовым написаны разделы 1, 2.3, 2.5, 3.2, 3.3, 3.5, 4, 6 и 7.

## 2. ПРОДОЛЬНОЕ УДЕРЖАНИЕ

Грубая оценка времени жизни плазмы в ГДЛ может быть получена с помощью формулы (2). Точная теория продольных потерь, построенная в работах [5, 8], позволяет количественно связать потоки частиц и энергии из системы с плотностью и температурами ионной и электронной компонент плазмы в центральной части ловушки. Эти результаты необходимы при оптимизации различных режимов работы стационарных и квазистационарных вариантов ГДЛ, а также при рассмотрении вопросов МГД-устойчивости плазмы.

Теоретический подход базируется на исследовании двух предельных случаев — чисто бесстолкновительного кнудсеновского режима течения плазмы через пробку и противоположного предельного случая частых столкновений, когда движение плазмы на участке сужающегося магнитного поля можно описывать уравнениями магнитной гидродинамики. Поскольку для уменьшения энергии, запасенной в магнитном поле, пробки выгодно делать возможно более короткими, рассмотрим вначале случай кнудсеновского течения плазмы, когда длина пробки мала по сравнению с длиной свободного пробега ионов.

### 2.1 Короткие пробки

При выполнении условия газодинамичности (1), всюду в пространстве скоростей (в том числе внутри конуса потерь) функция распределения основной массы ионов близка к равновесной максвелловской. В этой ситуации задача нахождения скорости потерь плазмы из ловушки оказывается значительно проще, чем в случае классического пробкотрона Будкера — Поста. Она сводится к

вычислению потоков частиц и энергии путем интегрирования максвелловской функции по области пространства скоростей, соответствующей вылетающим из ловушки частицам. Для сравнения напомним, что в режиме классического пробкотрона функция распределения ионов вблизи границы конуса потерь близка к нулю, а скорость потерь плазмы из ловушки определяется производной от этой функции по нормали к поверхности конуса. Нахождение последней требует довольно сложных вычислений, связанных с решением кинетического уравнения при нулевых граничных условиях на поверхности конуса потерь (см., например, [9]).

Сопоставляя режимы классического пробкотрона и ГДЛ, нетрудно убедиться в необходимости введения логарифмического фактора в неравенство (1). Присутствие его связано с наличием двух конкурирующих процессов: заполнения конуса потерь за счет столкновительной диффузии в пространстве скоростей и ухода частиц из системы с характерным временем  $RL/v_s$ . Из теории удержания плазмы в пробкотронах известно, что время жизни частиц в системе при пустом конусе потерь по порядку величины равно  $\lambda_{ii} \ln R/v_s$  (считаем  $T_i \gg T_e$ ). Понятно, что состояние с заполненным конусом осуществляется только если  $RL/v_s > \lambda_{ii} \ln R/v_s$ , что и приводит к неравенству (1).

При высокой температуре электронов  $T_e \gg T_i$ , потери из ГДЛ не зависят от соотношения  $\lambda_{ii}$  и  $L$  и определяются формулами раздела 2.2 с  $T_i = 0$ . Говоря об электронно-горячей плазме с  $T_e \gg T_i$ , мы все же считаем, что время электрон-электронного рассеяния меньше времени истечения плазмы из ловушки; в противном случае время жизни начинает определяться временем электрон-электронных столкновений. Всюду ниже в этом разделе рассматривается плазма с  $T_i \gg T_e$ .

Поддержание в каждой точке ловушки квазинейтральности и равенства потоков электронов и ионов осуществляется за счет возникающего в плазме амбиполярного электрического поля. Оно ускоряет ионы и тормозит электроны.

Будем считать, что ловушка состоит из длинного центрального соленоида, соединенного с пробками относительно короткими переходными участками, имеющими длину  $l_m$  (см. рис. 1, 3,а). Стационарное состояние плазмы поддерживается за счет баланса двух эффектов: инъекции нейтралов на участке однородного магнитного поля и потерь через пробки. Вылетающая из ловушки плазма расширяется в запробочной области и поглощается условной стенкой, относительно которой предполагается, что она поглощает все

частицы (электроны и ионы), достигающие ее поверхности и сама не является источником частиц. На переходных участках напряженность магнитного поля меняется от величины  $B_{\min}$ , соответствующей полю в центральной части ловушки, до значения  $B_{\max}$  в пробке и далее спадает, убывая до значения  $B_w$  на поглощающей стенке.

Если считать потенциал на поглощающей стенке равным нулю, то всюду в ловушке он положителен и монотонно спадает от центра к краю. При этом потенциал практически постоянен на участке однородного магнитного поля, а на переходном участке испытывает перепад порядка  $T_e/e$  (см. рис. 3,б).

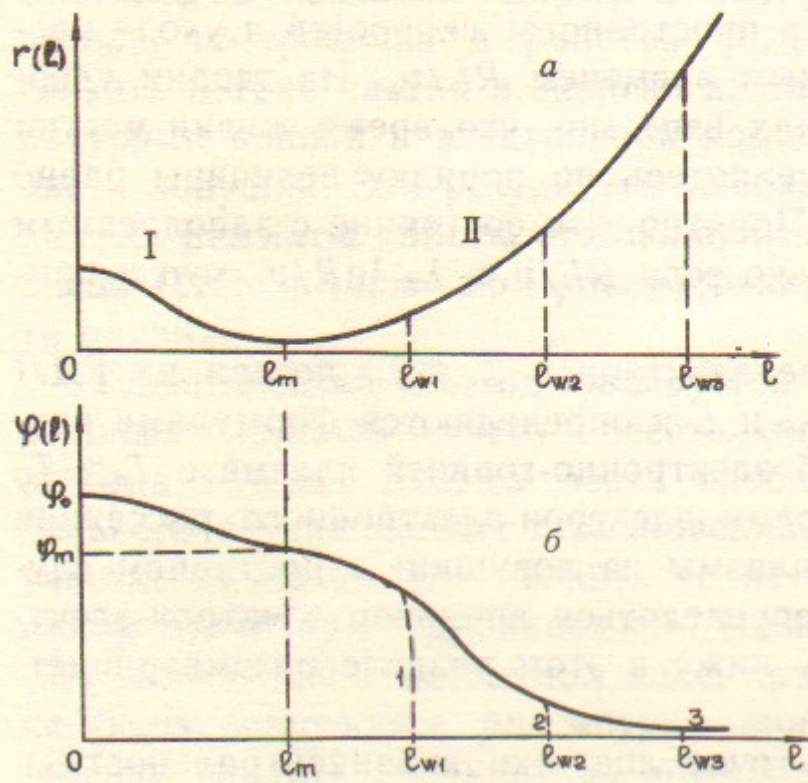


Рис. 3. а—Профиль силовой линии ГДЛ: I—переходный участок; II—область расширителя; б—примерная зависимость потенциала  $\phi(l)$  для ряда степеней расширения магнитного потока:

- 1—  $B_{\max}/B_w \ll \sqrt{m_i/m_e}$ ,
- 2—  $B_{\max}/B_w \approx \sqrt{m_i/m_e}$ ,
- 3—  $B_{\max}/B_w \gg \sqrt{m_i/m_e}$ .

Геометрия силовых линий представлена на рис. 3,а, степень расширения фиксируется координатой  $l_w$  поглощающей стенки. Для каждого  $l_w$  имеется участок плавного изменения потенциала (сплошная кривая) и дебаевский скачок, локализованный на поглощающей поверхности (пунктирная кривая).

В расширителе имеется тормозящий электроны потенциал, перепад которого между срезом пробки и торцевой стенкой «подстраивается» таким образом, чтобы обеспечить равенство потоков электронов и ионов на стенку. Так как электроны, вылетающие из пробки в направлении стенки, имеют максвелловское распределение, а длина расширителя в практически интересных случаях мала по сравнению с длиной свободного пробега заряженных частиц, то перепад можно определить по формуле:

$$e\phi_m = T_e \ln(v_{te}/v_{ti}) \approx T_e \ln \sqrt{m_i/m_e} \quad (4)$$

(более точное выражение для  $\phi_m$  можно найти с помощью формул (11) и (14) этого раздела). Таким образом, практически все электроны ловушки, за исключением надбарьерных, оказываются запертыми в потенциальной яме, высота которой намного превышает энергию частиц.

Поскольку время столкновений электронов много меньше ионных столкновительных времен, а последние в свою очередь малы по сравнению со временем жизни частиц в системе, можно считать, что в ловушке вдоль силовых линий для электронов устанавливается больцмановское распределение:

$$n_e = n_0 \exp\left(-\frac{U}{T_e}\right) \quad (5)$$

Здесь вместо потенциала введена более удобная характеристика — потенциальная энергия электронов  $U = e[\phi_0 - \phi(l)]$ . Координата  $l$  отсчитывается от начала переходного участка (пробке соответствует значение  $l = l_m$ ), значение  $U$  в точке  $l = 0$  равно нулю, значения  $U$  на срезе пробки и на поглощающей стенке обозначены соответственно через  $U_m$  и  $U_w$ ,  $n_0$  — значение плотности плазмы при  $l = 0$  (см. рис. 3,а,б).

Даже если условие газодинамичности (1) выполнено с запасом, в рассматриваемом случае коротких пробок, когда движение частиц на переходном участке происходит без столкновений, в некоторой области, прилегающей к пробкам, функция распределения ионов, летящих к центру ловушки ( $v_{\parallel} < 0$  для правой пробки), не является максвелловской: среди этих ионов отсутствуют частицы, покинувшие ловушку. Соответственно при  $v_{\parallel} < 0$  в фазовом пространстве имеется незаполненная область, где функция распределения равна нулю. Эта «дырка» в фазовом пространстве заполняется, очевидно, на расстоянии  $\lambda_{ii}/R$  от пробки.

Наличие «дырки» при  $v_{\parallel} < 0$  приводит к возмущению максвелловской функции распределения частиц, летящих от центра к пробке ( $v_{\parallel} > 0$ ), однако при больших  $R$  за счет относительной малости незаполненной области отклонение функции распределения частиц, падающих на пробку, от максвелловской мало, и мы им будем пренебрегать. Таким образом, при достаточно коротких пробках и больших пробочных отношениях задача определения скорости потерь сводится к вычислению доли прошедших через

пробку частиц при падении на пробку «половинки» максвелловского распределения.

Поскольку движение частиц через пробку является бесстолкновительным, их функция распределения зависит только от интегралов движения:

$$\frac{m_i v^2}{2} - U(l) \equiv \frac{m_i v_0^2}{2}, \quad \frac{v_{\perp}^2}{B(l)} = \frac{v_{\perp 0}^2}{B_{\min}}$$

Индекс «0» относится к значениям скоростей на входе в пробку. Исходя из того, что на входе в пробку функция распределения при  $v_{\parallel} > 0$  максвелловская, можем представить распределение

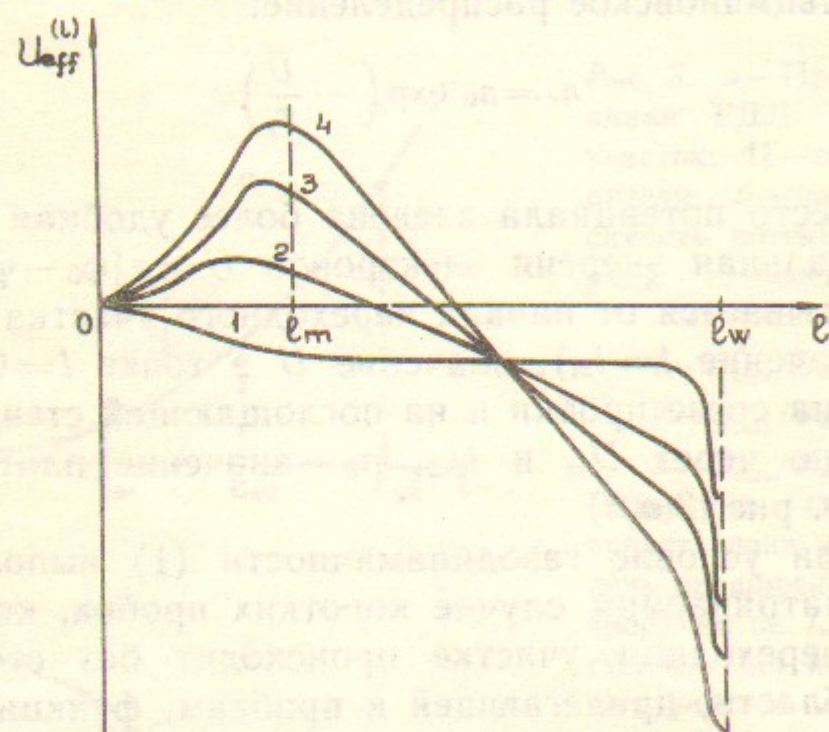


Рис. 4. Зависимость от  $l$  эффективной потенциальной энергии продольного движения ионов; кривые пронумерованы в порядке возрастания  $v_{\perp 0}$ .

ионов по скоростям в произвольной точке пробки следующим образом:

$$f_i = n_0 \left( \frac{m_i}{2\pi T_i} \right)^{3/2} \exp\left( \frac{U}{T_i} - \frac{m_i v^2}{2T_i} \right). \quad (6)$$

Для отыскания границы области, занятой ионами, удобно ввести эффективную потенциальную энергию продольного движения (называемую иногда «потенциалом Юшманова»)

$$U_{eff}(l, v_{\perp 0}) = \frac{m_i v_{\perp 0}^2}{2} \left( \frac{B(l)}{B_{\min}} - 1 \right) - U(l), \quad (7)$$

так что

$$\frac{m_i v_{\parallel}^2}{2} + U_{eff} = \frac{m_i v_{\parallel 0}^2}{2}.$$

Эффективная потенциальная энергия определяется суммой двух слагаемых: первое описывает замедление продольного движения в нарастающем магнитном поле, второе — ускорение ионов в электростатическом потенциале. Поскольку действия этих факторов противоположны, результирующий эффект оказывается чувствительным к форме функции  $U(l)$ . Ее следует находить из уравнения квазинейтральности, решая самосогласованную задачу о распределении потенциала  $U_{eff}$  вдоль переходного участка. Соответствующие вычисления проведены в работе [8] и отличаются большой громоздкостью. Самосогласованное распределение  $U(l)$  оказывается таким, что при малых значениях  $v_{\perp 0} < v^*$   $U_{eff}$  — монотонно убывающая функция  $l$  и, соответственно, пробки достигают все ионы с  $v_{\parallel 0} > 0$ . С увеличением  $v_{\perp 0}$  при  $v_{\perp 0} \geq v^*$  на кривой  $U_{eff}(l)$  появляется максимум в точке  $l = l_{\max}(v_{\perp 0})$ . Координата максимума увеличивается по мере роста  $v_{\perp 0}$  от значения  $l_{\max} = 0$  до значения  $l_{\max} = l_m$ , к которому  $l_{\max}$  стремится при  $v_{\perp 0} \rightarrow \infty$ . Общий вид семейства кривых  $U_{eff}(l, v_{\perp 0})$  изображен на рис. 4. Соответствующие аналитические зависимости, описывающие уравнение границы области потерь в начале переходного участка, имеют вид

$$\begin{aligned} v_{\parallel 0} > 0, & \quad v_{\perp 0} < v^* \\ \frac{m_i v_{\parallel 0}^2}{2} \geq U_{eff}[l_{\max}(v_{\perp 0}), v_{\perp 0}], & \quad v_{\perp 0} > v^*. \end{aligned} \quad (8)$$

Они представлены графически на рис. 5.

Для упрощения вычислений в первых расчетах [5] вместо выражения (8) использовалась хорошо известная в теории открытых ловушек аппроксимация границы области потерь гиперболой:

$$v_{\perp 0}^2 (R - 1) - v_{\parallel 0}^2 = 2U_m / m_i \quad (9)$$

(см. рис. 5). Формально уравнение гиперболы возникает при замене максимального значения  $U_{eff}(l, v_{\perp 0})$  в правой части (8) на несколько меньшее значение, которое эта функция принимает в пробке. Естественно, что часть частиц, удовлетворяющих такому приближенному условию попадания в пробку, отражается от горба эффективного потенциала и остается в ловушке. Поэтому следует

ожидать, что результаты приближенных расчетов дадут завышенное значение плотности в пробке и, соответственно, заниженное значение потенциала. Что касается значений потоков частиц и энергии, то поскольку указанные отклонения плотности и потенциала оказывают на них противоположные воздействия, погрешности в вычислении этих величин оказываются, как показывают точные расчеты [8], незначительными. Это обстоятельство оправдывает использование «пессимистической» (по терминологии, введенной в обзоре [9]) аппроксимации области удержания гиперболой.

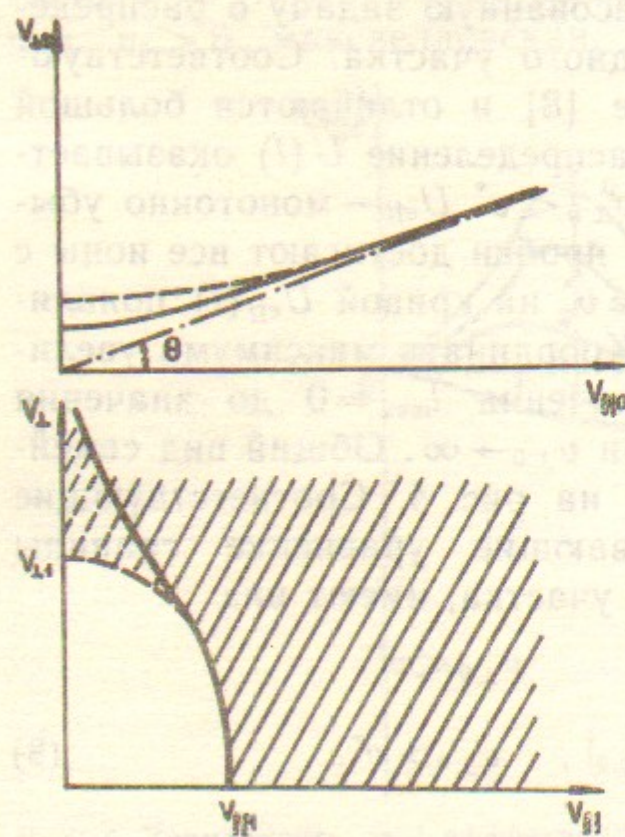


Рис. 5. К приближенному расчету продольных потерь ионов:

*a* — границы области пролетных частиц на входе в пробку; сплошной линией изображена точная форма границы, пунктирной — аппроксимационная кривая (9) ( $\sin \theta = R^{-1/2}$ ); *b* — область, занятая ионами в точке  $l = l_m$  (заштрихована); пунктирная кривая соответствует расчетам по аппроксимационной формуле (9), сплошная линия — точная форма границы

$$(v_{\perp 1} = \sqrt{(2U_m/m_i)/(1-R^{-1})}, \\ v_{\parallel 1} = \sqrt{2U_m/m_i}).$$

Приведем полученные с помощью такого упрощенного подхода выражения для плотности ионов, потоков частиц и энергии в максимуме магнитного поля (на срезе пробки). Интегрирование функции распределения (6) по области (9) дает

$$n_i = n_0 e^{U_m/T_i} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{\sqrt{U_m/T_i}}^{\infty} x^2 e^{-x^2} dx, \quad (10)$$

$$q_i = n_0 \left( \frac{T_i}{2\pi m_i} \right)^{1/2} \left( 1 + \frac{U_m}{T_i} \right), \quad (11)$$

$$Q_i = q_i T_i \left( 1 + \frac{U_m}{T_i} + \frac{T_i}{U_m + T_i} \right). \quad (12)$$

Здесь  $n_0$  и  $T_i$  — соответственно, концентрация и температура ионов в центральной части ловушки.

Потери электронов связаны с «хвостом» функции распределения, способным преодолеть тормозящий потенциал. Приходящие в пробку из центра ловушки электроны с  $v_{\parallel} > 0$  имеют максвелловское распределение; из них достигают стенки те частицы, для которых

$$v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2 > \frac{2}{m_e} (U_w - U_m) \quad (13)$$

(учитываем, что магнитное поле на стенке много меньше, чем в пробке). Интегрирование максвелловского распределения по области (13) позволяет найти потоки частиц и энергии для электронной компоненты на срезе пробки:

$$q_e = n_0 \left( \frac{T_e}{2\pi m_e} \right)^{1/2} \left( 1 + \frac{U_w - U_m}{T_e} \right) e^{-U_m/T_e}, \quad (14)$$

$$Q_e = q_e T_e \left( 1 + \frac{U_w - U_m}{T_e} + \frac{T_e}{U_w - U_m + T_e} \right). \quad (15)$$

Поскольку поток энергии обусловлен надбарьерными частицами, энергия, выносимая каждым электроном из системы, намного превышает электронную температуру.

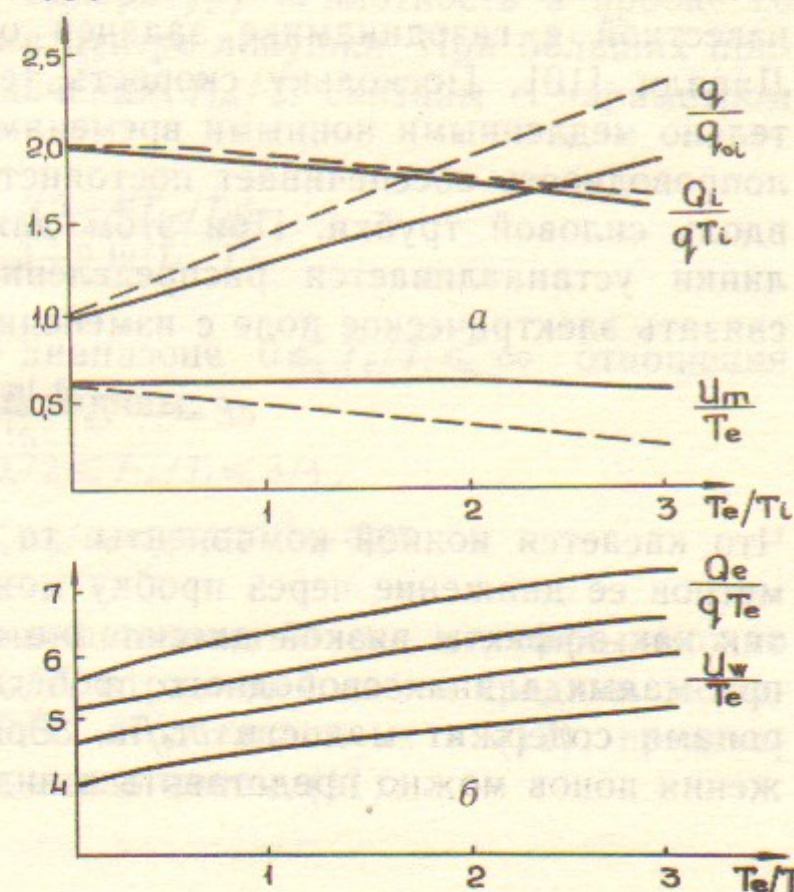


Рис. 6. *a* — зависимости потока частиц (в единицах  $q_{0i} = (T_i/2\pi m_i)^{1/2} n_0$ ), потока энергии ионов (в единицах  $qT_i$ ) и потенциала  $U_m$  от соотношения  $T_e/T_i$ ; пунктирные кривые соответствуют приближенным расчетам по формуле (9); *b* — зависимости потока энергии электронов (в единицах  $qT_e$ ) и потенциала стенки  $U_w$  от  $T_e/T_i$ ; нижние кривые соответствуют ионам водорода ( $m_i = m_H$ ), верхние — равнокомпонентной Д-Т смеси ( $m_i = 2,5m_H$ ).



Значения потенциалов  $U_m$  и  $U_w$  определяются из условий квазинейтральности и равенства потоков электронов и ионов в пробке. Результаты численного решения соответствующих уравнений, построенных с использованием формул (5), (10), (11) и (14), и точные значения, полученные в [8] с помощью подхода, учитывающего немонотонность эффективного потенциала (7), иллюстрируются графиками, приведенными на рис. 6. Из них видно, что в диапазоне отношений  $0,5 \leq T_e/T_i \leq 2$  каждый ион «выносит» из ловушки энергию примерно  $1,7 T_i$ , а каждый электрон  $(5,5 \div 6,5) T_e$ .

## 2.2. Длинные пробки

Наличие «дырки» в фазовом пространстве ионов, отраженных от пробки, вообще говоря, может приводить к развитию микронеустойчивостей и к изотропизации функции распределения ионов. Чтобы составить представление о том, как этот эффект может влиять на скорость продольных потерь из ГДЛ, рассмотрим противоположный предельный случай, когда длина свободного пробега ионов мала по сравнению с длиной переходного участка.

При этом условии течение плазмы через пробки описывается уравнениями двухжидкостной гидродинамики. Схема вычисления потоков частиц и энергии из системы имеет много общего с известной в газодинамике задачей об истечении газа из сопла Лаваля [10]. Поскольку скорость течения определяется сравнительно медленными ионными временами, высокая электронная теплопроводность обеспечивает постоянство электронной температуры вдоль силовой трубки. При этом для электронов вдоль силовой линии устанавливается распределение Больцмана, позволяющее связать электрическое поле с изменением плотности плазмы:

$$eE = -T_e \frac{\partial \ln n}{\partial l}.$$

Что касается ионной компоненты, то в широком диапазоне параметров ее движение через пробку можно считать адиабатическим, так как эффекты вязкой диссипации становятся несущественными при малых длинах свободного пробега, а обмен энергией с электронами содержит малость  $m_e/m_i$ . Соответственно уравнение движения ионов можно представить в виде

$$m_i n v \frac{\partial v}{\partial l} = -T_{im} n_m \frac{\partial}{\partial l} \left( \frac{n}{n_m} \right)^{5/3} + eEn.$$

Отсюда сразу получается аналог уравнения Бернулли:

$$\frac{m_i}{2} (v^2 - v_m^2) = -T_e \ln \frac{n}{n_m} - \frac{5}{2} T_{im} \left[ \left( \frac{n}{n_m} \right)^{2/3} - 1 \right].$$

Условие сохранения потока ионов вдоль силовой трубки  $nv = qB/B_{\max}$  позволяет связать изменение плотности с напряженностью магнитного поля:

$$\frac{B^2}{B_{\max}^2} = \frac{n^2}{n_m^2} \left\{ 1 - \frac{2n_m^2 T_e}{m_i q^2} \ln \frac{n}{n_m} - \frac{5n_m^2 T_{im}}{m_i q^2} \left[ \left( \frac{n}{n_m} \right)^{2/3} - 1 \right] \right\}. \quad (16)$$

Непрерывное решение  $n(l)$  этого уравнения существует при единственном значении параметра  $q$ , которое соответствует ситуации, когда направленная скорость потока в пробке совпадает с локальной скоростью звука (ср. [10]):

$$q = n_m \left( \frac{T_e + (5/3) T_{im}}{m_i} \right)^{1/2}. \quad (17)$$

Пользуясь уравнением адиабаты  $T_{im}/n_m^{2/3} = T_i/n^{2/3}$  и формулами (16), (17), можно связать температуру и плотность в пробке со значениями этих параметров в центре ловушки. При больших пробочных отношениях  $R \gg 1$  значения  $T_{im}/T_i$  связаны с параметром  $T_e/T_i$  соотношением

$$\frac{T_e}{T_i} = \frac{5[3 - 4(T_{im}/T_i)]}{3 + 9 \ln(T_{im}/T_i)},$$

из которого видно, что в диапазоне  $0 \leq T_e/T_i \leq \infty$  отношения  $T_i/T_{im}$  и  $n_m/n_0$  практически постоянны:

$$e^{-1/3} = 0,72 \leq T_{im}/T_i \leq 3/4,$$

$$e^{-1/2} = 0,61 \leq n_m/n_0 \leq (3/4)^{3/2} = 0,65.$$

Отсюда следует, что с хорошей точностью эти величины можно считать не зависящими от  $T_e/T_i$  и равными своим средним значениям:  $T_{im}/T_i = 0,73$ ,  $n_m/n_0 = 0,63$ . Подставляя их в (17), представим выражение для  $q$  в виде, аналогичном (11):

$$q = n_0 \left( \frac{T_i}{2\pi m_i} \right)^{1/2} \cdot F(T_e/T_i), \quad (18)$$

где

$$F(T_e/T_i) = 1,58 \left( 1,22 + \frac{T_e}{T_i} \right)^{1/2}.$$

Сравнивая значения (18) с данными, приведенными на рис. 6,а, нетрудно убедиться, что в диапазоне  $T_e/T_i \leq 1$  гидродинамический поток всего в 1,5 раза превышает кнудсеновский, т. е. скорость потерь практически не меняется по сравнению с бесстолкновительным случаем. Иными словами, даже развитие очень сильных микро-неустойчивостей незначительно влияет на продольные потери из ГДЛ.

### 2.3. Распределение потенциала и электронный поток тепла в расширителе

В тех точках расширителя, где потенциал относительно стенки превышает величину  $T_e$  (т. е. достаточно далеко от торцевой стенки, имеющей, напомним, нулевой потенциал), электрон-электронные столкновения формируют функцию распределения, близкую к максвелловской. Соответственно, плотность электронов здесь может быть найдена по формуле

$$n_e = n_m \exp \left[ - \frac{e(\varphi_m - \varphi)}{T_e} \right], \quad (19)$$

где  $n_m$  и  $\varphi_m$  — плотность плазмы и потенциал на срезе пробки ( $\varphi_m$  определяется формулой (4)). Плотность ионов в расширителе, грубо говоря (если пренебречь относительно небольшим изменением скорости потока), обратно пропорциональна площади сечения магнитной трубки, т. е.

$$n_i \simeq n_m \frac{B}{B_{\max}}. \quad (20)$$

Из сравнения формул (19) и (20) находим зависимость потенциала от магнитного поля:

$$e(\varphi_m - \varphi) = T_e \ln \frac{B_{\max}}{B}. \quad (21)$$

Эта формула «работает» там, где  $e\varphi(l)$  еще больше, чем при-

мерно  $T_e$ , т. е. при (ср. (4))

$$\frac{B(l)}{B_{\max}} \geq \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}. \quad (22)$$

Если поле на стенке  $B(l_w) \equiv B_w$  удовлетворяет неравенству (22), то ход потенциала в расширителе имеет вид, показанный первой кривой на рис. 3,б: почти до самой стенки потенциал меняется по формуле (21), рядом со стенкой достигает значения

$$\varphi \simeq \varphi_m - \frac{T_e}{e} \ln \frac{B_{\max}}{B_w} \simeq \frac{T_e}{e} \ln \left( \frac{B_{\max}}{B_w} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \right),$$

а падение  $\varphi$  до нуля происходит в дебаевском слое у стенки.

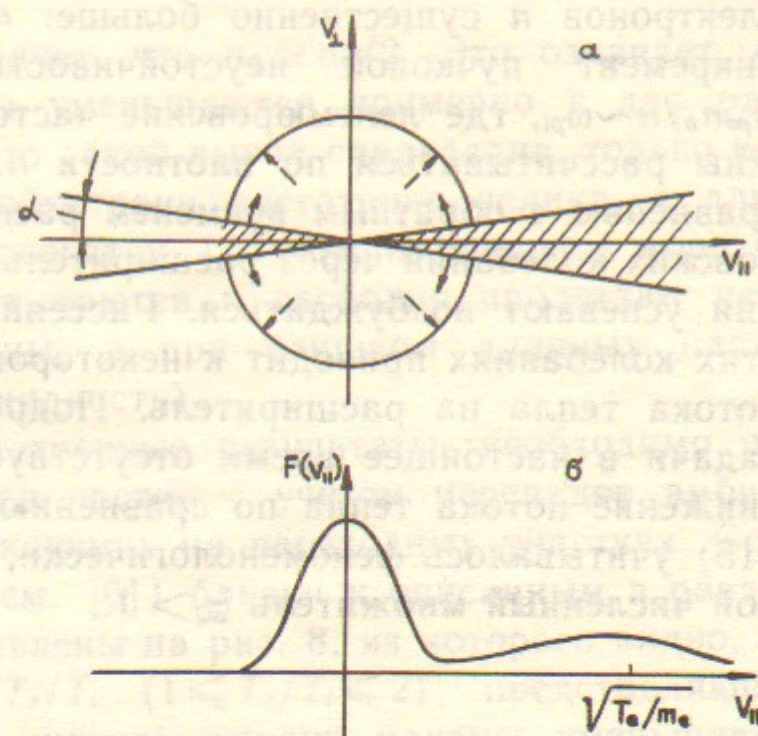
Если поле  $B_w$  на стенке не удовлетворяет условию (22), т. е.  $B_w \ll B_{\max} \sqrt{m_e/m_i}$  (как это обычно и бывает в реальных условиях), то потенциал на всем участке слабого поля,

$$B \ll B_{\max} \sqrt{m_e/m_i}$$

очень близок к потенциалу стенки, т. е. к нулю (это обстоятельство было замечено в работе [11]).

Рис. 7. Распределение электронов в

точке  $B_w \ll B \ll B_{\max} \sqrt{m_e/m_i}$   
 а — пространство скоростей электронов; заштрихованная область заполнена «пролетными» электронами, т. е. электронами, прилетевшими от среза пробки (некоторая небольшая их часть со скоростями  $v < v_0$  отражается от потенциального барьера и возвращается в пробку); скорость  $v_0 = \sqrt{2e\varphi/m_e}$  определяет границу области удержания «запертых» электронов; сплошными стрелками показано направление диффузии электронов из пролетных в запертые, пунктирными стрелками — направление диффузии запертых частиц к границе области удержания; баланс этих процессов определяет плотность запертых частиц ( $\alpha = \sqrt{B/B_{\max}}$ ); б — функция распределения электронов по продольной скорости  $F(v_{||})$ .



Вследствие малости запирающего потенциала средняя энергия

$\bar{W}_{\text{захв}}$  запертых электронов здесь очень мала по сравнению с  $T_e$ . Распределение частиц в пространстве скоростей в точке с  $B \ll B_{\text{max}} \sqrt{m_e/m_i}$  иллюстрируется рис. 7. Можно показать (ср. [11]), что в этой области, с точностью до некоторых слабо зависящих от магнитного поля логарифмических множителей, имеет место соотношение

$$\bar{W}_{\text{захв}} \sim e\varphi \sim T_e \left( \frac{B}{B_{\text{max}}} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \right)^{2/3},$$

т. е. «температура» электронов здесь, несколько парадоксальным образом (ведь длина свободного пробега электронов очень велика!), существенно меньше  $T_e$ . Ход потенциала при  $V_w/B_{\text{max}} \ll \sqrt{m_e/m_i}$  показан третьей кривой на рис. 3,б.

В ситуации, изображенной на рис. 7, в системе должна возбуждаться электронная пучковая неустойчивость. В самом деле, распределение электронов по продольной скорости

$$F(v_{\parallel}) = 2\pi \int_0^{\infty} v_{\perp} f(v_{\parallel}, v_{\perp}) dv_{\perp} \quad (\text{где } f(v_{\parallel}, v_{\perp}) \text{ — функция распределе-}$$

ния электронов) немонотонно — оно имеет максимум при  $v_{\parallel} \sim \sqrt{T_e/m_e}$ , см. рис. 7,б. Плотность «пучка»  $n_b$  порядка плотности

пролетных электронов:  $n_b \sim n_m \frac{B}{B_{\text{max}}} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}}$ . Плотность запертых

электронов  $n$  существенно больше:  $n \sim n_m B/B_{\text{max}}$ . Соответственно, инкремент пучковой неустойчивости следует оценивать как  $\omega_{pe} n_b/n \sim \omega_{pi}$ , где ленгмюровские частоты электронов и ионов должны рассчитываться по плотности  $n$ . Инкремент очень велик по сравнению с обратным временем распространения пакета ленгмюровских колебаний через расширитель, т. е. ленгмюровские колебания успевают возбуждаться. Рассеяние пролетных электронов на этих колебаниях приводит к некоторому уменьшению электронного потока тепла на расширитель. Подробный анализ этой сложной задачи в настоящее время отсутствует. В работе [5] возможное снижение потока тепла по сравнению с «классической» формулой (15) учитывалось феноменологически, путем деления  $Q_e$  на некоторой численный множитель  $\xi_Q > 1$ .

## 2.4. Улучшение продольного удержания с помощью дополнительных концевых пробкотронов

Продольные потери плазмы из ГДЛ можно заметно уменьшить, если добавить с каждой стороны установки по одному дополнительному пробкотрону, длины которых удовлетворяют условию (1), а области пробок являются узкими («точечные» пробки), так что их ширины  $l_m$  удовлетворяют неравенству

$$l_m \ll \lambda_{ii} \ln R/R. \quad (23)$$

Здесь под шириной пробки подразумевается, как и раньше, размер переходной области, в которой напряженность магнитного поля меняется от минимального до максимального значений.

Уравнение баланса частиц в этих дополнительных пробкотронах имеет вид

$$(n_0 - n_1) v_{Ti} \simeq n_1 v_{Ti}, \quad (24)$$

где  $n_0$  и  $n_1$ , соответственно, плотности плазмы в основной ловушке и в дополнительных ячейках. Левая часть (24) соответствует плотности потока плазмы, втекающей из основной ловушки в дополнительные пробкотроны. Правая часть соответствует потоку, вытекающему из дополнительных пробкотронов в расширители. Предполагается, что напряженности магнитного поля в пробках примерно одинаковые.

Из уравнения (24) следует, что  $n_1 \simeq n_0/2$ . Это означает, что потери плазмы из системы уменьшаются примерно в два раза. Необходимо подчеркнуть, что такой вывод справедлив, только если длина дополнительного пробкотрона достаточно велика, а длина пробки удовлетворяет неравенству (23) (при слишком коротких ячейках частицы не захватываются и свободно пролетают через дополнительные пробкотроны, а при слишком длинных плазма ведет себя как идеальная жидкость).

Чтобы получить количественные результаты, необходимо рассмотреть уравнения баланса частиц с учетом перепадов амбилярного потенциала, возникающих на переходных участках. Соответствующие вычисления (см. [6]) близки к описанным в разделе 2.1. Их результаты представлены на рис. 8, из которого видно, что в диапазоне отношений  $T_e/T_i$  ( $1 \leq T_e/T_i \leq 2$ ), представляющем наибольший практический интерес, потоки плазмы уменьшаются приблизительно в два раза.

Для того, чтобы условие (23) выполнялось при умеренных длинах дополнительных ячеек, длину свободного пробега ионов можно уменьшить за счет введения в плазму небольшого количества примесей с  $Z \approx 10$ , увеличивающих  $Z_{eff}$ . Оценки показывают, что при  $Z_{eff} = 3$ , длина дополнительных ячеек может быть уменьшена до 30 м. В этих условиях тормозное излучение на примесях еще не очень существенно влияет на энергобаланс реактора.

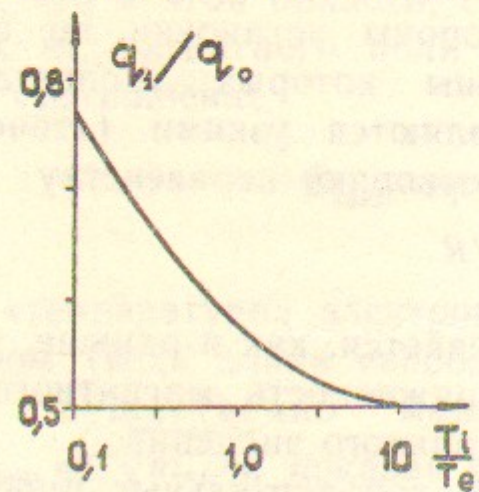


Рис. 8. Зависимость потока частиц из ГДЛ с одним дополнительным пробкотроном ( $q_1$ ) от отношения  $T_1/T_e$  температур ионов и электронов в центральном пробкотроне;  $q_0$  — поток частиц из ГДЛ без дополнительного пробкотрона. График для отношения потоков энергии в масштабе рисунка практически совпадает с графиком  $q_1/q_0$ .

Простое рассмотрение, основанное на соотношениях, аналогичных (24), показывает, что добавление с каждой стороны установки двух ячеек дает выигрыш в три раза, трех — в четыре и т. д. Возникающий при этом эффект быстрого ( $\propto k^{-2}$ , где  $k$  число присоединенных пробкотронов) уменьшения предельных (с точки зрения баллонных мод) значений параметра  $\beta$  может быть, в принципе, нейтрализован стабилизирующим воздействием атомарных пучков (см. раздел 3.2).

### 2.5. Амбиполярные эффекты в продольном удержании

При использовании ГДЛ в варианте нейтронного генератора с холодной мишенной плазмой и быстрыми плещущимися ионами (для определенности — тритонами) в задаче о продольном удержании мишенной плазмы могут возникать новые моменты, связанные с модификацией профиля амбиполярного потенциала в области, где располагается пик плотности тритонов (далее, для краткости, просто «пик», см. рис. 9,а). Так как в области расположения пика плотность ионов основной плазмы, вследствие амбиполярных эффектов, должна падать, наличие пика может создавать дополнительное препятствие истечению основной плазмы из ГДЛ. Соответствующая задача была решена в работе [12] для случая, когда температура электронов заметно превышает температуру ионной

мишенной плазмы, а течение этой плазмы происходит в газодинамическом режиме (длина свободного пробега ионов мала). Оказывается, что в такой постановке задача аналогична задаче о сопле Лавала: «расход» мишенной плазмы следует определять из того условия, чтобы в наиболее «узком» месте скорость потока равнялась местной скорости звука, причем, как установлено в работе [12], в зависимости от высоты пика «узкое» место располагается либо в точке пика ( $l=l_*$  на рис. 9,а), либо в максимуме магнитного поля  $l=l_m$  на рис. 9,а). В последнем случае расход мишен-

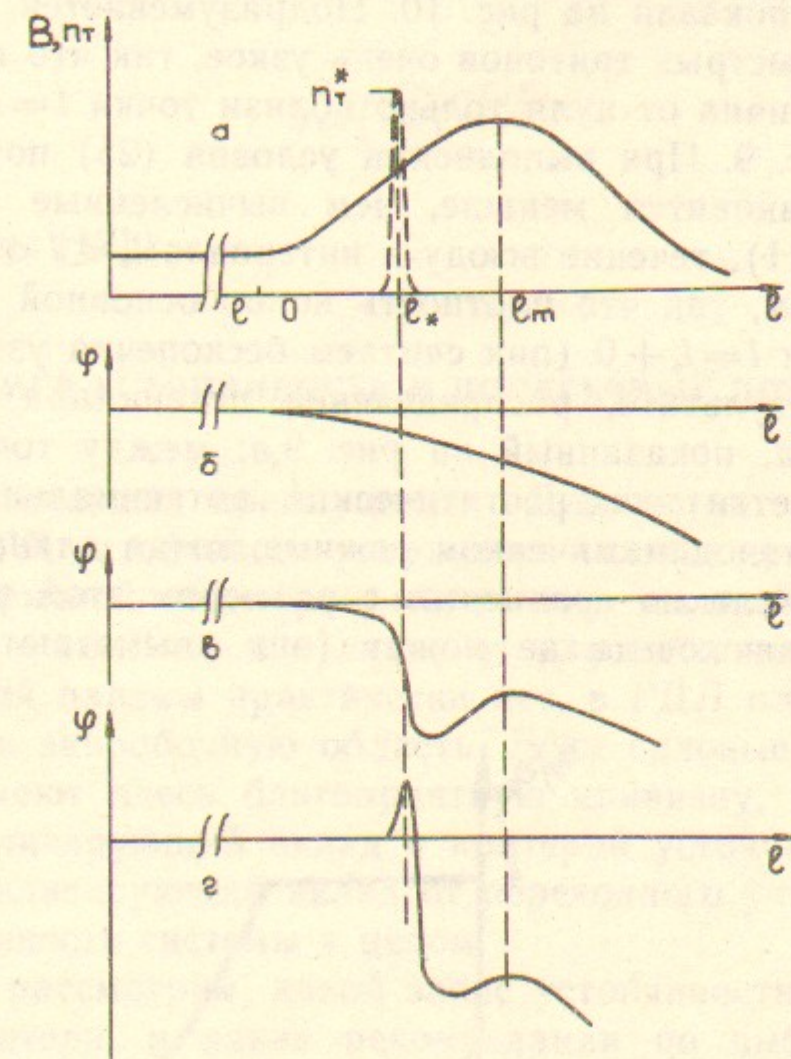


Рис. 9. Распределение параметров плазмы в области пробки: а — зависимость магнитного поля (сплошная линия) и плотности быстрых тритонов (пунктир) от продольной координаты  $l$ ; начало переходной области соответствует точке  $l=0$ ; ширина пика плотности тритонов мала по сравнению с длиной пробки; б — зависимость  $\varphi(l)$  в отсутствие быстрых частиц ( $n_T^*=0$ ); в — зависимость  $\varphi(l)$  при  $g(R_*/R) < n_T^*/n_0 < 1$ ; г — зависимость  $\varphi(l)$  при  $n_T^*/n_0 > 1$ .

ной плазмы оказывается таким же, как в отсутствие пика (т. е. определяется формулой (17) с  $T_i=0$ ).

Обозначим через  $R_*$  отношение магнитного поля в точке  $l=l_*$  к полю на однородном участке (естественно, что  $R_* < R$ , где

$R$  — обычное пробочное отношение). Найденное в работе [12] условие того, что «узкое» место находится в точке  $l=l_*$ , имеет вид

$$\frac{n_r^*}{n_0} > g\left(\frac{R_*}{R}\right), \quad (25)$$

где  $n_0$  — плотность ионов основной плазмы на участке однородного поля,  $n_r^*$  — плотность быстрых тритонов в точке остановки, а график функции  $g$  показан на рис. 10. Подразумевается, что угловое распределение быстрых тритонов очень узкое, так что их плотность существенно отлична от нуля только вблизи точки  $l=l_*$ , как это и показано на рис. 9. При выполнении условия (25) потери плазмы из ловушки становятся меньше, чем вычисленные по формуле (17), (см. рис. 11), течение всюду в интервале  $l_* < l < l_m$  становится сверхзвуковым, так что плотность ионов основной плазмы возрастает от точки  $l=l_*+0$  (пик считаем бесконечно узким) до точки  $l=l_m$ . В результате, распределение потенциала приобретает характерный вид, показанный на рис. 9,в: между точкой  $l=l_*$  и пробкой появляется электростатическая потенциальная яма для ионов. В чисто газодинамическом режиме, когда длина свободного пробега ионов мала по сравнению с размером этой ямы, захвата ионов в ней происходить не может (они «выметаются» потоком

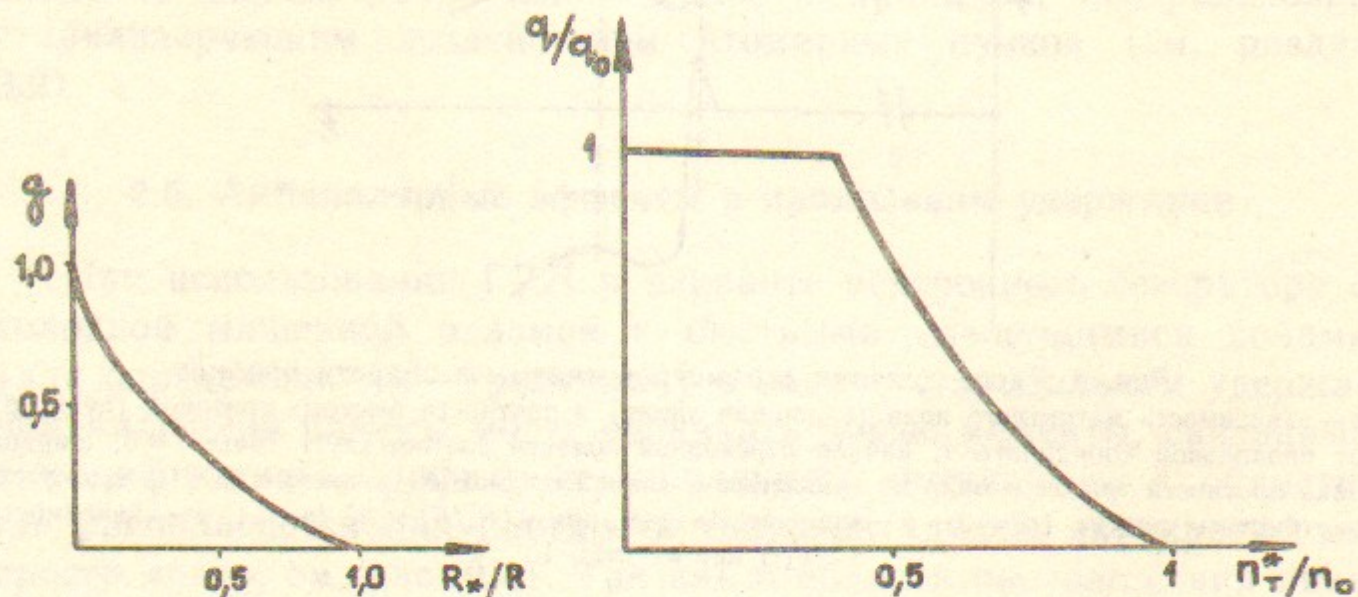


Рис. 10. Зависимость  $g$  от  $R_*/R$ .

Рис. 11. Зависимость плотности потока плазмы в пробке от плотности быстрых тритонов  $n_r^*$  при  $R_*/R=0,4$ ;  
 $q_0 = n_0 \sqrt{T_e/2,73m_i}$ .

плазмы). Если же длина свободного пробега ионов в этой области велика, то вопрос о плотности захваченных ионов должен решаться на основе балансовых уравнений, учитывающих захват ионов и их столкновительное выбивание.

Приведенные выше результаты относятся к значениям  $n_r^*$ , меньшим  $n_0$ . В области  $n_r^* > n_0$  влияние пика становится аналогичным тому, которое имеет место в амбиполярных ловушках, распределение потенциала приобретает вид, изображенный на рис. 9,г, а зависимость потока ионов основной плазмы от  $n_r^*/n_0$  приобретает вид

$$q \propto \left(\frac{n_r^*}{n_0}\right)^{-T_e/T_i}$$

(подробнее см. [12]).

### 3. МГД-УСТОЙЧИВОСТЬ И ПОПЕРЕЧНЫЕ ПОТЕРИ

Одно из основных преимуществ ГДЛ состоит в возможности получения МГД устойчивого удержания плазмы при простой аксиально-симметричной геометрии магнитного поля. Это обстоятельство связано с тем, что в отличие от классических пробкотронов, где за пробкой плазмы практически нет, в ГДЛ плазма простирается далеко в запробочную область. Если силовые линии магнитного поля имеют здесь благоприятную кривизну, то эта область вносит стабилизирующий вклад в критерий устойчивости, компенсируя дестабилизирующий вклад от переходного участка и обеспечивая устойчивость системы в целом.

Ниже мы рассмотрим, какой запас устойчивости может обеспечить расширитель, и какие рекомендации по выбору геометрии магнитного поля следуют из требований устойчивости плазмы по отношению к желобковым и баллонным модам.

#### 3.1. Стабилизация желобковой неустойчивости потоком истекающей из ловушки плазмы

Особенности в исследовании МГД-устойчивости ГДЛ связаны с наличием течения плазмы в пробке и запробочной области со скоростями порядка скорости звука. Как указывалось в [1, 5], а затем было строго показано в [13], несмотря на большие направ-

ленные скорости плазмы, критерий устойчивости ГДЛ по отношению к возмущениям желобкового типа может быть представлен в форме известного критерия Розенблюта—Лонгмайра [14]:

$$\int dl \frac{\pi_{\parallel} + \pi_{\perp}}{rB^2} \kappa > 0. \quad (26)$$

Здесь  $\pi_{\parallel}$  и  $\pi_{\perp}$  — продольная и поперечная по отношению к магнитному полю компоненты тензора плотности потока импульса,  $r(l)$  — расстояние от оси системы до силовой линии,  $\kappa(l)$  — кривизна силовой линии. Наличие течения плазмы проявляется в выражении для  $\pi_{\parallel}$ :

$$\begin{aligned} \pi_{\parallel} &= p_{\parallel} + \rho v^2, \\ \pi_{\perp} &= p_{\perp}, \end{aligned} \quad (27)$$

где  $p_{\parallel}$ ,  $p_{\perp}$  — продольное и поперечное давления плазмы,  $\rho$  — плотность,  $v$  — скорость течения. Условия применимости критерия устойчивости в форме (26) сводятся к тому, чтобы время пролета плазмы через переходную область и расширитель было мало по сравнению с характерным временем развития желобковых возмущений. Это условие автоматически выполняется для длинных пробкотронов,  $L \gg l_m$  (см. [13]). В параксиальном приближении критерий (26) приобретает более простой вид:

$$I = \int \mathcal{P} r^3 r'' dl > 0, \quad (28)$$

где  $\mathcal{P} = p_{\parallel} + p_{\perp} + \rho v^2$ . Здесь учтено, что величины  $r(l)$  и  $\kappa(l)$  выражаются формулами

$$r = r_0 [B_{\min}/B(l)]^{1/2}, \quad \kappa = d^2 r / dl^2, \quad (29)$$

где  $B(l)$  напряженность магнитного поля на оси системы,  $B_{\min}$  и  $r_0$  — напряженность поля и расстояние от оси до силовой линии в центральной части соленоида. Рассматривая желобковую неустойчивость, мы будем полагать  $\beta \ll 1$  и, соответственно, считать магнитное поле в плазме совпадающим с вакуумным.

Величина  $\mathcal{P}$  является некоторой функцией напряженности магнитного поля на силовой линии:  $\mathcal{P} = \mathcal{P}(B)$ . Поскольку, с другой стороны, расстояние  $r$  от оси до силовой линии в параксиальном приближении также является функцией  $B$  (см. (29)), то можно считать  $\mathcal{P}$  функцией  $r$ :

$$\mathcal{P} = \mathcal{P}(r). \quad (30)$$

Интеграл (28) удобно представить в виде суммы интегралов  $I_m$  и  $I_{ex}$ , описывающих вклады от переходного участка и расширителя. В классических бесстолкновительных пробкотронах ( $\lambda_{ii} \gg RL/\ln R$ ) плазмы в за пробочной области практически нет, и поэтому знак (28) определяется первым интегралом  $I_m$ . Проводя в нем интегрирование по частям и учитывая, что  $r'(0) = r'(l_m) = 0$ , получаем

$$I_m = - \int_0^{l_m} r' \frac{d}{dl} (\mathcal{P} r^3) dl. \quad (31)$$

Так как  $r' < 0$ , то знак (31) определяется знаком производной  $d(\mathcal{P} r^3)/dl$ . Если исходить из предположения, что величины  $p_{\parallel}$  и  $p_{\perp}$  монотонно убывают по мере приближения к пробке, то

$$d(\mathcal{P} r^3)/dl < 0. \quad (32)$$

Более того, даже если  $\mathcal{P}$  растет с координатой  $l$ , но не быстрее  $r^{-3}$ , интеграл (31) отрицателен независимо от формы силовых линий, что является основанием для хорошо известного утверждения о неустойчивости классического пробкотрона с аксиально-симметричным магнитным полем. Исключение из этого правила составляют режимы с сильной немонотонностью функции  $\mathcal{P}$  (см. раздел 3.2).

Сейчас мы не будем анализировать эти специальные случаи и ограничимся рассмотрением ситуаций, когда всюду на интервале  $0 \leq l \leq l_m$  выполняется неравенство (32). Исследование вариационной задачи для функционала  $I_m$  показывает, что в этом случае существует выделенная конфигурация силовых линий, для которой неблагоприятный вклад минимален по абсолютной величине (при заданных длине переходной области  $l_m$  и пробочном отношении  $R$ ). Профиль оптимальной силовой линии выражается формулой

$$\frac{l}{l_m} = \frac{\int_{r_0}^{r_0} dr \sqrt{\frac{d}{dr} (\mathcal{P} r^3)}}{\int_{r_0/\sqrt{R}}^{r_0} dr \sqrt{\frac{d}{dr} (\mathcal{P} r^3)}}, \quad (33)$$

задающей в неявном виде связь  $r(l)$ . При больших пробочных отношениях это соотношение может быть представлено в явном виде. Возможность упрощений связана с тем, что при  $R \gg 1$  давление и, соответственно, функция  $\mathcal{P}$  практически постоянны на всем переходном участке и равны своим значениям в точке  $l=0$ . Учитывая это при интегрировании в (33), приходим к результату:

$$r = r_0 \sqrt{1 - (l/l_m)(1 - R^{-1})}. \quad (34)$$

Для зависимости (33) значение интеграла  $I_m$  по абсолютной величине оказывается минимальным:

$$|I_m|^{\min} = \frac{1}{l_m} \left[ \int_{r_0/\sqrt{R}}^{r_0} dr \sqrt{\frac{d}{dr}(\mathcal{P}r^3)} \right]^2 \quad (35)$$

В пределе больших пробочных отношений, когда справедлива асимптотика (34), выражение (35) принимает вид

$$|I_m|^{\min} = \frac{3}{2} \frac{\rho_0 r_0^4}{l_m}. \quad (36)$$

Численные расчеты показывают, что уже при  $R \geq 10$  приближенные формулы (34), (36) обеспечивают точность не хуже 5%. Следует также отметить, что при сшивке решений (33), (34) с однородным полем центральной части и расширяющимся полем за пробочной областью возникают изломы силовой линии, вблизи которых формально нарушается условие параксиальности. Сглаживание этих изломов на масштабе  $\delta (r_0^2/l_m \ll \delta \ll l_m)$  позволяет удовлетворить условию параксиальности без заметного изменения интеграла устойчивости по отношению к оптимальному.

Обсудим теперь, какой стабилизирующий вклад может обеспечить расширитель. Из формулы (28) видно, что вклад расширителя в интеграл устойчивости будет стабилизирующим, если  $r$  растет с  $l$  быстрее, чем по линейному закону (тогда силовые линии в расширителе выпуклы в сторону плазмы). Так как по мере удаления от пробки плотность спадает по закону  $\rho \sim \rho_0 (B/B_{\max})$ , а скорость течения, если не учитывать ускорение ионов в амбиполярном потенциале, остается постоянной и по порядку величины равной скорости звука на срезе пробки, приближенную зависимость  $\mathcal{P}$  от  $r$  в расширителе можно представить в виде

$$\mathcal{P} \sim \rho v^2 \sim \rho(\rho_0/\rho_0) \sim \rho_0(r_0^2/r^2R).$$

Используя эту зависимость, перепишем  $I_{ex}$  в форме

$$I_{ex} \simeq \frac{\rho_0 r_0^2 l_w}{R} \int_{l_m}^{l_w} r'' r dl, \quad (37)$$

откуда видно, что основной вклад в интеграл (37) вносит область больших значений  $r$  (порядка расстояния  $r_w$  от оси до силовой линии на поглощающей стенке). Это обстоятельство является весьма существенным для оценки эффективности газодинамической стабилизации. Оно указывает на то, что стабилизирующий вклад можно сделать значительным, если использовать магнитные поля с большой степенью расширения [15].

Для оценки величины эффекта заменим множители в (37) следующим образом:  $r \sim r_w$ ,  $r'' \sim r_w/\Delta l_{ex}^2$  ( $\Delta l_{ex} = l_w - l_m$  — длина расширителя), после чего получим:

$$I_{ex} \simeq \rho_0 (r_0^2 r_w^2 / R \Delta l_{ex}). \quad (38)$$

Сравнение (36) и (38) показывает, что условие стабилизации желобковой неустойчивости  $I_{ex} > |I_m|$  налагает следующее ограничение на геометрические характеристики магнитного поля:

$$l_m > \Delta l_{ex} (r_0^2 R / r_w^2).$$

Используя постоянство магнитного потока  $r_w^2 B_w = r_0^2 B_{\min}$ , его можно выразить через значения  $B_{\min}$  и  $B_w$ , где  $B_w$  — напряженность магнитного поля на поглощающей стенке:

$$l_m > \Delta l_{ex} (B_w R / B_{\min}). \quad (39)$$

Видно, что эффективность работы расширителя в качестве якоря для стабилизации желобковой неустойчивости зависит от того, насколько мало значение  $B_w$ . Одно из ограничений снизу на величину  $B_w$  возникает в связи с тем, что локальное значение параметра  $\beta_{flow} = 8\pi r v^2 / B^2$  увеличивается по мере расширения потока по закону

$$\beta_{flow} \simeq \beta (B_{\min} / BR), \quad (40)$$

где значение  $\beta$  относится к центральной части ловушки (в ГДЛ оно равно по порядку величины единице). Если ориентироваться на магнитное удержание плазмы во всем объеме расширителя, то условие  $\beta_{flow} < 1$  должно быть выполнено во всех точках силовой

линии вплоть до поглощающей стенки. Иными словами, должно быть выполнено неравенство

$$B_{\min}/B_w R < 1 \quad (41)$$

(мы положили  $\beta \sim 1$ ).

Если, стремясь еще больше увеличить стабилизирующий эффект, выйти за рамки неравенства (41), то локальное значение  $\beta_{flow} = 1$  будет достигаться в промежутке между пробкой и поглощающей стенкой. Так как на участке силовой линии, лежащей за этой точкой, скорость течения плазмы больше альфвеновской скорости (что препятствует распространению альфвеновских колебаний к центру ловушки), область  $\beta_{flow} > 1$  перестает вносить стабилизирующий вклад в критерий желобковой неустойчивости (см. [13]), и, соответственно, верхний предел интегрирования в (37) должен определяться не поглощающей стенкой, а координатой  $l^*$ , где  $\beta_{flow}(l^*) = 1$ . Разумеется, в этом случае формула (37) теряет точный количественный смысл, так как вблизи точки  $l = l^*$  велики возмущения вакуумных характеристик поля. Оценочно условие стабилизации выражается в такой ситуации неравенством  $l_m > l^* - l_m$ . Учитывая, что на пределе применимости параксиального приближения  $l^* - l_m \sim r(l^*)$ , а из условия  $\beta_{flow} = 1$  и формулы (41) следует соотношение  $r(l^*) = r_0 \sqrt{R}$  приходим к выводу, что, в принципе, расширитель может обеспечить такой запас устойчивости, при котором стабилизация желобковой неустойчивости будет происходить при очень мягких ограничениях на длину переходной области\*):

$$l_m \geq r_0 \sqrt{R}. \quad (42)$$

Фактически это условие сводится к требованию, чтобы длина пробки была приблизительно в 10 раз больше радиуса плазмы на участке однородного магнитного поля. Отметим, что некоторое дополнительное увеличение стабилизирующего вклада возникает за счет слагаемого  $rv^2$  при учете ускорения ионов амбиполярным потенциалом, присутствующим в расширителе (см. раздел 2.3).

\* В первых расчетах [1, 5], в отличие от [15], не было учтено то обстоятельство, что основной стабилизирующий вклад вносят участки с большой степенью расширения магнитного потока, поэтому полученное в них условие в  $R$  раз жестче, чем неравенство (42).

### 3.2. Другие методы стабилизации желобковой неустойчивости в ГДЛ

Увеличить запас устойчивости в ГДЛ (или даже полностью обеспечить устойчивость) можно не только с помощью потока запорочной плазмы, но и посредством ряда других методов. Прежде всего, упомянем стабилизирующий эффект, связанный с действием на плазму радиальной силы со стороны пучков нейтралов, применяемых для поддержания материального и энергетического баланса. Следуя работе [16], дадим качественное описание эффекта (количественные результаты можно найти в работе [17]). Будем считать, что инжекция ведется осесимметрично (рис. 12), причем плотность нейтралов на границе плазмы равна  $N_0$ , а их скорость  $v_0$ . Будем также считать, что длина поглощения нейтралов по порядку величины равна радиусу плазмы  $a$  (если она существенно превышает  $a$ , то плазма прозрачна для нейтралов, и пучки используются неэффективно; если она значительно меньше  $a$ , то плазма становится трубчатой). При этом в единице объема плазмы в единицу времени поглощается (по порядку величины)  $N_0 v_0 / a$  нейтралов. Если время жизни плазмы по отношению к уходу через пробки равно  $\tau$ , то в стационарном состоянии

$$N_0 \sim n \frac{a}{v_0 \tau}, \quad (43)$$

где  $n$  — плотность плазмы.

Пусть силовая трубка с поперечным сечением  $\Delta S$  (рис. 12) смещается по радиусу на расстояние  $\xi$  ( $\Delta S$  и  $\xi$  относятся к однородному участку). В новом положении трубка окружена плазмой с другими плотностью и температурой. Соответственно, поглощение нейтралов в трубке отличается от поглощения в окружающей плазме, и трубка испытывает некомпенсированную силу

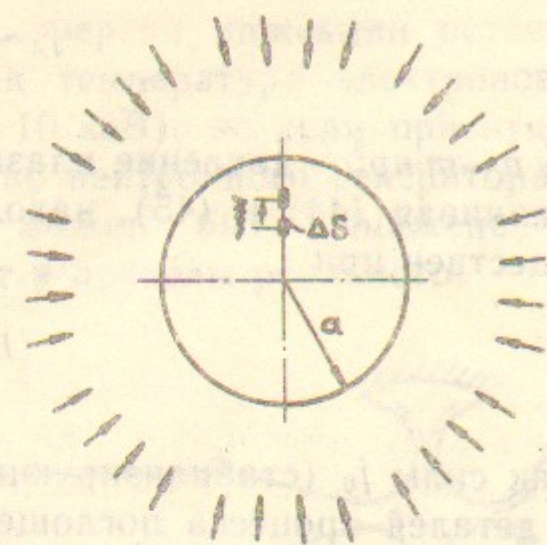


Рис. 12. Поперечное сечение плазменного шнура. Стрелками схематически показана инжекция нейтралов, обеспечивающая в целом почти осесимметричный их поток.



$$f_0 \sim \frac{\Delta S m_i N_0 v_0^2 L}{a} \frac{\xi}{a},$$

или, при учете (43)

$$f_0 \sim \frac{\Delta S L m_i n v_0}{\tau} \frac{\xi}{a}. \quad (44)$$

С другой стороны, «архимедова сила» (создаваемая эффектами кривизны силовых линий) равна

$$f_A \sim \Delta S \frac{\xi}{a} \frac{a}{l_m} p, \quad (45)$$

где  $p \sim m_i n v_{Ti}^2$  — давление плазмы, а  $l_m$  — длина пробочных участков. Сравнивая (44) и (45), находим, что эффект инжекции нейтралов существен при

$$L > a \frac{v_{Ti}^2 \tau}{v_0 l_m}. \quad (46)$$

Знак силы  $f_0$  (стабилизирующий или дестабилизирующий) зависит от деталей процесса поглощения. В большинстве реальных ситуаций он соответствует стабилизирующему эффекту. При этом выполнение условия (46) обеспечивает устойчивость центральной части ловушки «самой по себе», без стабилизации расширителями. Численные оценки показывают, что для реактора-ГДЛ неравенство (46) может выполняться.

Еще одна возможность стабилизации центральной части ГДЛ, имеющая определенные перспективы при использовании ГДЛ в качестве нейтронного источника, — это наклонная инжекция нейтралов с целью создания популяции плещущихся ионов с точками остановки в области благоприятной кривизны силовых линий. При этом, если угловой разброс плещущихся ионов достаточно мал, то вблизи точек остановки давление плазмы (точнее, сумма  $p_{\parallel} + p_{\perp}$ ) имеет острый пик, и эта область вносит преобладающий вклад в интеграл устойчивости (26), обеспечивая устойчивость системы в целом.

На этот метод стабилизации было указано в работе Розенблюта и Лонгмайра [14], но более поздние расчеты Розенблюта и Хинтона [18], выполненные для некоторой конкретной геометрии магнитного поля, показали, что требования к угловому разбросу плещущихся ионов весьма жесткие — чтобы удовлетворить им,

нужно взять энергию инжекции в сотни раз выше электронной температуры (тогда угловое рассеяние ионов будет несущественным на фоне их быстрого торможения на электронах плазмы, и угловой разброс будет очень малым). Этот результат дал основания для пессимистической оценки всего метода стабилизации. Однако, в недавней статье [19] было замечено, что некоторая оптимизация формы силовых линий, состоящая в «сглаживании» силовых линий вдали от точки остановки и, напротив, в создании очень резкого их «излома» в точке остановки (рис. 13), позволяет в несколько раз снизить энергию инжекции по отношению к температуре электронов. В реакторе-ГДЛ энергия инжекции остается все еще слишком большой (так как температура электронов в реакторе не может быть меньше  $5 \div 10$  кэВ), но если ориентироваться на применение ГДЛ в качестве нейтронного генератора, в котором температура электронов может быть снижена до  $1 - 2$  кэВ, энергия инжекции попадает в пределы реального.

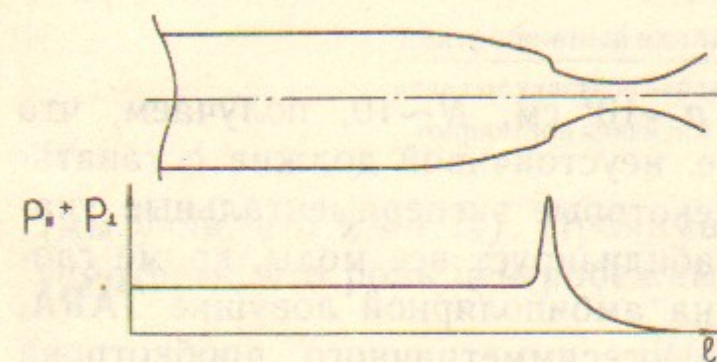


Рис. 13. Форма силовых линий и распределение давления плазмы вдоль оси установки при стабилизации плещущимися ионами.

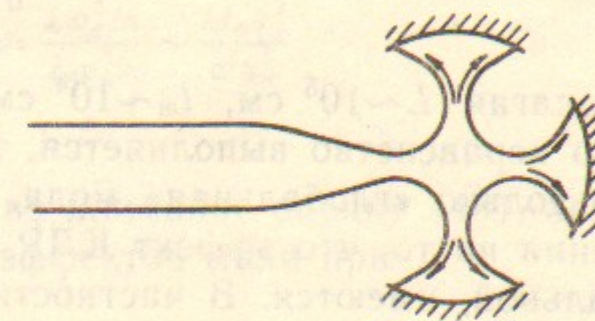


Рис. 14. Форма магнитной поверхности при использовании антипробкотрона в качестве стабилизатора газодинамической ловушки. Стрелками показан поток плазмы. Заштрихованы поверхности поглотителей плазмы.

Имеются предложения по стабилизации газодинамических ловушек при помощи концевых антипробкотронов (рис. 14). Информацию об установках такого рода можно найти, например, в обзоре [20]. Стабилизаторы в виде антипробкотронов обеспечивают, в принципе, большой запас устойчивости, и в этом отношении представляют заметный интерес. Некоторый недостаток таких стабилизаторов — усложнение концевых приемников плазмы, связанное с тем, что плазма теперь вытекает как через осевое отверстие, так и через кольцевую щель антипробкотронов.

Обстоятельство, которое должно быть упомянуто в связи с

проблемой МГД-стабилизации плазмы в ГДЛ — это важная роль эффектов конечного ларморовского радиуса (КЛР) ионов. Мерой значимости этих эффектов, как известно, является параметр  $v_{Ti}/aN\Gamma$ , где  $\Gamma$  — инкремент желобковой неустойчивости, а  $N = a/r_{Li}$  — число ионных ларморовских радиусов, укладываемых на радиусе плазмы. При  $v_{Ti}/aN\Gamma > 1$ , согласно предсказаниям теории (см. исходную работу [21] и обзор [22]), неустойчивой остается только «глобальная» мода  $m=1$ , соответствующая смещению плазмы как целого, а более высокие моды стабилизируются. Если не пользоваться рассмотренной в разделе 3.1 стабилизацией с помощью расширителя, то характерный инкремент неустойчивости  $\Gamma$  по порядку величины равен  $v_{Ti}/\sqrt{Ll_m}$ , где  $l_m$  — длина пробок. Соответственно, условие стабилизации плазмы эффектами КЛР приобретает вид

$$\frac{\sqrt{Ll_m}}{aN} > 1. \quad (47)$$

Полагая  $L \sim 10^5$  см,  $l_m \sim 10^4$  см,  $a \sim 10^2$  см,  $N \sim 10$ , получаем, что это неравенство выполняется, т. е. неустойчивой должна оставаться только «глобальная» мода. Некоторые экспериментальные указания на то, что эффект КЛР стабилизирует все моды, кроме глобальной, имеются. В частности, на амбиполярной ловушке TARA, работавшей в режиме простого осесимметричного пробкотрона [23], в условиях (47) наблюдалась МГД-активность только на глобальной моде. Вместе с тем, абсолютной гарантии того, что эффекты КЛР являются универсальным средством подавления высоких мод, сегодня все-таки нет. Ситуация станет более определенной после завершения специально запланированных экспериментов на установке ГДЛ [24].

Если окажется, что высокие моды желобковой неустойчивости в ГДЛ подавлены, то для стабилизации основной моды можно будет воспользоваться методом обратных связей [25].

### 3.3. Роль вращения плазмы

Неблагоприятное влияние на МГД-устойчивость плазмы в ГДЛ может оказывать вращение плазмы вокруг оси системы, возникающее под действием радиального электрического поля. Происхождение этого поля легко понять из рассуждений, содержащихся в разделе 2.1: между торцевой стенкой и внутренней областью плазмы

вдоль каждой силовой линии устанавливается разность потенциалов порядка нескольких  $(T_e/e)$ ; так как электронная температура, вообще говоря, разная на разных магнитных поверхностях, а потенциал поглотителя постоянен, то внутри ловушки в плазме имеется радиальная разность потенциалов порядка нескольких  $T_e/e$  и радиальное электрическое поле порядка  $T_e/ea$ .

Скорость электрического дрейфа в таком поле равна

$$v_d \sim \frac{cT_e}{eaB_{min}}. \quad (48)$$

При спадающей по радиусу плотности плазмы центробежное ускорение  $v_d^2/a$  делает энергетически выгодным «всплытие» более тяжелых желобков из внутренних областей плазмы. Относительную роль этого резервуара свободной энергии по сравнению со вкладом от участков неблагоприятной кривизны силовых линий в области пробок можно оценить следующим образом:

$$\frac{\text{центробежный вклад}}{\text{вклад от участков неблагоприятной кривизны}} = \frac{Lv_d^2/a}{l_m v_{Ti}^2 \kappa} \sim \frac{Ll_m v_d^2}{a^2 v_{Ti}^2}$$

(мы учли, что  $\kappa \sim a/l_m^2$ ). Принимая во внимание оценку (48), легко усмотреть, что роль центробежных эффектов мала при

$$\frac{\sqrt{Ll_m}}{aN} < 1,$$

где  $N = a/r_{Li}$ . Это неравенство противоположно неравенству (47) и обычно не выполняется (причем с большим запасом, см. численный пример после формулы (47)). Поэтому вращение плазмы является важным дестабилизирующим эффектом и требует значительного увеличения «запаса устойчивости», обеспечиваемого расширителями.

При необходимости радиальную разность потенциалов в центральной части ловушки можно ликвидировать, если провести секционирование торцевых приемников плазмы на отдельные кольца и создать нужное распределение потенциала между кольцами. То, что такая техника действительно позволяет управлять радиальным распределением потенциала в плазме, продемонстрировано в экспериментах на установках ПСП-2 в Новосибирском институте ядерной физики, ТМХ-У в Ливерморе (США) и GAMMA-10 в Цукубе (Япония).

### 3.4. Устойчивость баллонных мод

Даже если устойчивость желобковых возмущений достигнута ( $I_{ex} > |I_m|$ ), ГДЛ с конечным значением  $\beta$  может быть неустойчива по отношению к раскачке баллонных мод.

Известно, что в случае плазмы без течения устойчивость баллонных мод можно исследовать с помощью энергетического принципа [26, 27]. При этом подходе устойчивость или неустойчивость системы определяются знаком потенциальной энергии возмущения  $W(\xi)$ . Существенным для задачи о баллонной неустойчивости ГДЛ является то, что, несмотря на наличие течения, ее можно исследовать с помощью обычного энергетического принципа без учета направленного движения плазмы. Действительно, на переходном участке это заведомо справедливо, так как из-за большого пробочного отношения почти всюду здесь скорость течения мала по сравнению с тепловой скоростью. Что касается вклада от за-пробочной области, то, как показано в [15], в практически интересном случае, когда запас устойчивости по желобковым модам велик ( $I_{ex} \gg |I_m|$ ), критические значения  $\beta$  слабо зависят от характеристик расширителя, наличие которого в этом пределе можно учитывать граничным условием вмороженности в пробке.

Важно отметить, что, как следует из результатов [28], критические значения  $\beta$  в аксиально-симметричном случае по порядку величины равны единице, поэтому при постановке задачи на устойчивость следует учитывать искажения вакуумного магнитного поля. Это означает, что при заданном внешними катушками распределении вакуумного поля  $B_v(l)$  реальное значение напряженности поля в плазме  $B(\psi, l)$  и, соответственно, профиль силовой линии  $r(\psi, l)$  должны определяться из уравнения поперечного равновесия, которое в параксиальном приближении имеет вид

$$\frac{B^2}{8\pi} + p = \frac{B_v^2}{8\pi}. \quad (49)$$

В пределе  $R \gg 1$  давление плазмы на большей части переходного участка постоянно вдоль силовых линий и зависит только от номера магнитной поверхности, поэтому его можно представить в виде

$$p(\psi) = p(0) \cdot f(\psi), \quad (50)$$

где потоковая координата  $\psi$  вводится следующим образом:  $d\psi = r dr B / B_{vmin}$ ;  $p(0)$  — давление на оси ловушки; функция  $f(\psi)$

описывает радиальный профиль давления ( $f(0) = 1$ ).

Используя (49), (50), выразим  $B(\psi, l)$  через  $B_v(l)$ :

$$b(\psi, l) = \sqrt{b_v^2(l) - \beta f(\psi)}. \quad (51)$$

Здесь введены безразмерные напряженности поля  $b = B/B_{vmin}$  и  $b_v = B_v/B_{vmin}$  ( $b_v(0) = 1$ ,  $b_v(l_m) = R$ ), параметр  $\beta$  определен следующим образом:

$$\beta = 8\pi p(0) / B_{vmin}^2.$$

Пользуясь определением  $\psi$  и формулой (29), найдем радиус силовой линии

$$r^2(\psi, l) = 2 \int_0^\psi \frac{d\psi'}{\sqrt{b_v^2(l) - \beta f(\psi')}}. \quad (52)$$

Формулы (50) — (52) описывают равновесную конфигурацию параксиального магнитного поля при конечных значениях параметра  $\beta$ .

Наиболее опасными в МГД-приближении являются локализованные мелкомасштабные ( $m = \infty$ ) возмущения, потенциальная энергия которых в параксиальном случае записывается следующим образом [29]:

$$W = \frac{\Delta\psi}{8\pi} \int dl \left[ \frac{1}{br^2} \left( \frac{dx}{dl} \right)^2 - \beta \frac{r''}{rb^2} \left| \frac{d\psi}{d\psi} \right| x^2 \right]. \quad (53)$$

Интегрирование в (53) ведется вдоль невозмущенной силовой линии  $\psi = \text{const}$ ;  $x = \xi_n B r$ , где  $\xi_n$  — нормальная к силовой линии компонента вектора смещения  $\xi(\vec{r}, l)$ .

Первый член в подынтегральном выражении описывает возмущение магнитной энергии. Он равен нулю на смещениях желобкового типа ( $x = \text{const}$ ) и положителен во всех других случаях. Второе слагаемое связано с возмущением внутренней энергии плазмы. Знак его зависит от знака кривизны  $r''$  и, поскольку в переходной области этот знак меняется, при достаточно больших  $\beta$  и специально подобранных  $x(l)$  может оказаться, что  $W < 0$ . Из сказанного видно, что задача нахождения границы устойчивости сводится к отысканию экстремали функционала (53), на которой он достигает минимума, причем минимальное значение должно равняться нулю. Значение параметра  $\beta$ , при котором впервые по мере его

увеличения появляется такая экстремаль, соответствует границе устойчивости баллонных мод.

Варьируя функционал (53), приходим к уравнению для экстремалей

$$\frac{d}{dl} \left( \frac{1}{br^2} \frac{dx}{dl} \right) + \beta \frac{r''}{rb^2} \left| \frac{df}{d\psi} \right| x = 0. \quad (54)$$

Граничные условия для него должны ставиться на торцевых стенках и их вид зависит от физических характеристик этих поверхностей. Однако ясно, что в условиях, когда расширитель обеспечивает большой запас устойчивости по желобковым модам, смещение  $x(l)$ , минимизирующее (53), должно быть близко к нулю в запробочной области. Это обстоятельство позволяет рассматривать уравнение (54) не на всей длине ловушки с расширителями, а только на переходном участке с требованием  $x'(0) = 0$  и условием вмерзненности  $x(l_m) = 0$  в пробке. Такой подход использовался, например, в расчетах [30], где находилось пороговое значение  $\beta_{crit}$  для некоторой зависимости  $b_v(l)$ . Вопрос о том, насколько можно повысить критические  $\beta$  путем оптимизации конфигурации вакуумного магнитного поля, исследовался в работе [15]. Прделанные расчеты показывают, что профиль (34), оптимальный с точки зрения желобковых мод, является далеко не самым лучшим по условиям раскачки баллонных мод, а соответствующее значение  $\beta_{crit} = 0,36$ . Для повышения пороговых значений  $\beta$  следует переходить к более крутым профилям, позволяющим повысить  $\beta$  до значений 0.7—0.8. Эти результаты позволяют сделать вывод, что плазма в ГДЛ будет устойчива по отношению к раскачке баллонных мод вплоть до значений  $\beta = 0.7 \div 0.8$ .

Обобщение энергетического принципа на случай анизотропной плазмы позволяет проанализировать влияние баллонных эффектов на порог развития «шланговой» неустойчивости, опасность возникновения которой оказывает существенное влияние на выбор оптимальных характеристик нейтронного источника на основе ГДЛ (см. раздел 6). Как известно, в однородной анизотропной плазме, помещенной в однородное магнитное поле, порог развития «шланговой» неустойчивости равен  $\beta_{||} = 2$ . Рассмотрение аналогичной задачи с учетом радиальной неоднородности плазмы и кривизны магнитного поля показывает [31], что баллонные эффекты не приводят к катастрофическому ужесточению условий развития «шланговой» неустойчивости. Так, например, для геометрии магнитного

поля (34) пороговое значение  $\beta_{||}$  оказывается равным 1,56.

Упомянувшееся в разделе 3.4 вращение плазмы может оказывать влияние и на устойчивость баллонных мод. Наибольшим инкрементом обладает мода  $m=2$ , соответствующая «сплющиванию» плазмы, см. [32]. Условие того, что возмущение магнитной энергии превышает высвобождаемую при таком «сплющивании» часть энергии вращения, имеет вид  $(B_{min}^2/8\pi)(a^2/L) \geq m_i n v_a^2 L$  или, при учете (48),

$$\beta \leq N \frac{a}{L}.$$

Ограничение формально очень жесткое. Нужно, правда, помнить, что при  $N < L/a$  важную роль играют эффекты КЛР, которые могут запрещать развитие деформации сплющивания и оставлять только возмущения вида изгибов плазменного шнура ( $m=1$ ), которые значительно менее чувствительны к эффектам вращения. Подробное рассмотрение баллонных мод при наличии вращения и эффектов КЛР можно найти в работе [33].

### 3.5. Поперечный перенос

Чтобы составить некоторое представление о допустимых значениях поперечных коэффициентов переноса в реакторе-ГДЛ, воспользуемся известной оценкой времени поперечной диффузии в цилиндре радиуса  $a$ :

$$\tau_{\perp} \simeq \frac{a^2}{6\mathcal{D}},$$

где  $\mathcal{D}$  — коэффициент диффузии, а численный фактор в знаменателе примерно равен квадрату первого корня нулевой функции Бесселя ( $\mu_{01} \simeq 2,4$ ). Требуя далее, чтобы время поперечного удержания  $\tau_{\perp}$  обеспечивало получение заданного коэффициента усиления  $Q$ , получаем следующую оценку допустимого значения коэффициента диффузии (или температуропроводности):

$$\mathcal{D} < \mathcal{D}_{crit} = \frac{a^2}{6\tau_{\perp}(Q)}. \quad (55)$$

Поперечный размер плазмы будем измерять в числе укладываемых на нем ларморовских радиусов  $N$ :

$$a = Nr_{Li}, \quad r_{Li} = \frac{m_i c}{eB} \sqrt{\frac{\pi T_i}{2m_i}}. \quad (56)$$

Естественно, что в качестве магнитного поля в формулу (56) следует подставлять его значение, исправленное на конечность  $\beta$ :

$$B = B_{vmin} \sqrt{1 - \beta}, \quad (57)$$

где  $\beta = 8\pi r/B_{vmin}^2$ . Собирая вместе соотношения (55) — (57), находим:

$$\mathcal{D}_{crit} = \frac{\pi N^2}{12(1-\beta)} \frac{m_i T_i c^2}{e^2 B_{vmin}^2 \tau_{\perp}(Q)}.$$

В качестве иллюстрации вычислим  $\mathcal{D}_{crit}$  для  $T_i = T_e = 15$  кэВ. При этой температуре имеем (см. [34])

$$n\tau_{\perp}(Q) \simeq 3 \cdot 10^{13} Q \text{ см}^3 \text{ с}^{-1},$$

и

$$\mathcal{D}_{crit}(\text{см}^2/\text{с}) = \frac{1,1}{Q} \frac{N^2 \beta}{1 - \beta}.$$

На рис. 15 приведены значения  $\mathcal{D}_{crit}$  при  $\beta = 0,7$ ,  $Q = 3$ ,  $N = 15$  и  $N = 25$ .

Коэффициент классической диффузии, связанной с электронными столкновениями, во всех практически интересных случаях удовлетворяет условию (55). Классическая ионная теплопроводность идет, грубо говоря, в  $\sqrt{m_i/m_e}$  раз быстрее, чем диффузия. Соответствующий коэффициент температуропроводности равен (см. [35])

$$\chi_{class} = \frac{8\sqrt{\pi}}{9} \frac{\Lambda e^2 n \sqrt{m_i} c^2}{B^2 \sqrt{T_i}} \quad (58)$$

(при получении коэффициента температуропроводности мы делили коэффициент ионной теплопроводности на теплоемкость плазмы с  $T_e = T_i$ , т. е. на  $3n$ ). При прежнем значении ионной температуры ( $T_i = 15$  кэВ) из (58) получается, что

$$\chi_{class}(\text{см}^2/\text{с}) \simeq \frac{35\beta}{1-\beta}.$$

Значение  $\chi_{class}$ , соответствующее  $\beta = 0,7$ , показано штриховой линией на рис. 15. Видно, что уже при  $N \geq 10$  классическая поперечная теплопроводность не может сколько-нибудь существенно влиять на функционирование реактора-ГДЛ.

Менее ясна ситуация с «аномальными» коэффициентами переноса, обусловленными микротурбулентностью плазмы, поскольку систематические экспериментальные данные о процессах переноса в длинных соленоидах в нужном диапазоне параметров плазмы практически отсутствуют, а теоретические оценки отличаются неопределенностью. Чтобы грубо сравнить ситуацию с имеющей место в установках типа токамак, на рис. 15 точечной линией приведена зависимость от  $B$  электронной температуропроводности, рассчитанной по так называемому «алкаторному скейлингу» (см. обзор [36]):

$$\chi_{Alc}(\text{см}^2/\text{с}) = \frac{4 \cdot 10^{17}}{n(\text{см}^{-3})}.$$

Значения  $\chi_{Alc}$  вычислены в тех же допущениях, что и прежде:  $T_e = T_i = 15$  кэВ,  $\beta = 0,7$ . Из рисунка видно, что уровень аномального переноса, свойственный токамакам, приемлем и для реактора-ГДЛ\*). Разумеется, надо сознавать, что физические условия в токамаке, вследствие эффектов тороидальности и наличия большого продольного тока, заметно отличаются от условий в ГДЛ, так что приведенное сравнение в значительной мере условно.

Еще одна (штрих-пунктирная) кривая на рис. 15 соответствует боровскому коэффициенту диффузии

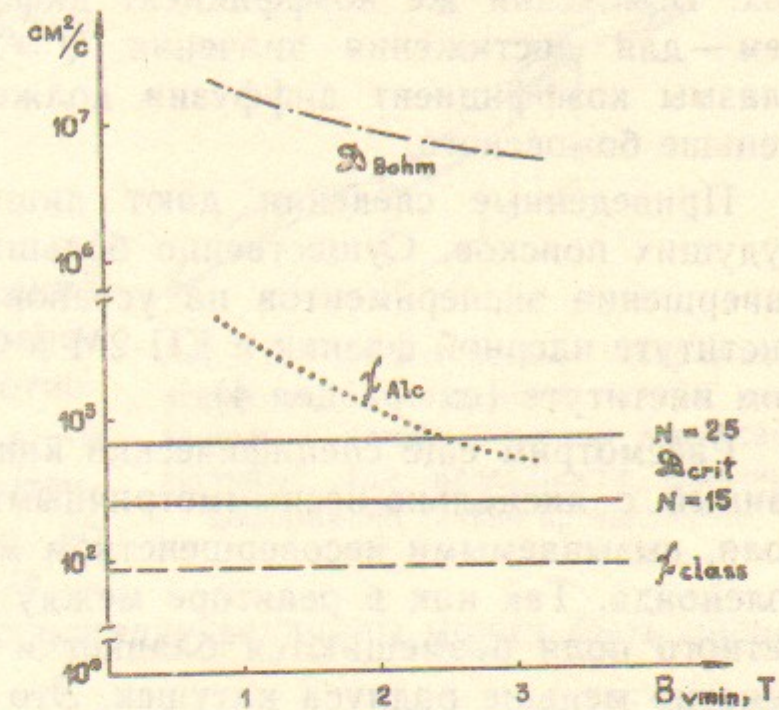


Рис. 15. Зависимость коэффициентов переноса плазмы с  $T_e = T_i = 15$  кэВ и  $\beta = 0,7$  от магнитного поля. Обозначения смотри в тексте.

\* Напомним, что в токамаке основной канал теплопередачи — именно электронный.

$$\mathcal{D}_B = \frac{1}{16} \frac{cT}{eB}$$

Суммируя приведенные на рис. 15 результаты, можно утверждать, что классические поперечные потери (включая ионную теплопроводность) не накладывают серьезных ограничений на параметры реактора-ГДЛ. Вполне допустимы были бы и значения коэффициентов аномального переноса, реализующиеся на токамаках. Бомовский же коэффициент диффузии совершенно неприемлем — для достижения значения  $Q=3$  при разумных радиусах плазмы коэффициент диффузии должен быть на 4—5 порядков меньше бомовского.

Приведенные сведения дают лишь некоторую «рамку» для будущих поисков. Существенно бо́льшая ясность возникнет после завершения экспериментов на установках ГДЛ в Новосибирском институте ядерной физики и КП-2М в Сухумском физико-техническом институте (см. раздел 4).

Рассмотрим еще специфический канал поперечных потерь, связанный с аксиально-несимметричными искажениями магнитного поля, вызываемыми несовершенством магнитной системы длинного соленоида. Так как в реакторе между плазмой и катушками магнитного поля размещаются бланкет и защита, то радиус плазмы заметно меньше радиуса катушек. Это позволяет описать искажения магнитного поля формулами параксиального приближения. Именно, в разложении скалярного потенциала  $\psi$  магнитного поля возмущений по степеням  $r$  достаточно удержать первые два члена:

$$\psi = \int_0^z b_{\parallel}(z') dz' + b_{\perp}(z) r \cos(\varphi + \varphi_0(z)). \quad (59)$$

Первое слагаемое соответствует возмущению продольного магнитного поля (которое обозначается через  $b_{\parallel}(z)$ ), второе — «квази-однородному», т. е. мало меняющемуся по  $r$  и по  $z$  на масштабе  $a$ , возмущению поперечного магнитного поля (величина которого равна  $b_{\perp}(z)$ ), а ориентация определяется фазой  $\varphi_0(z)$ . Эти два возмущения приводят к тому, что первоначально однородное магнитное поле длинного соленоида превращается в цепочку неглубоких и слегка изогнутых пробкотронов (рис. 16). Сечение плазмы в этом приближении остается круглым («сплющивание» и более сложные деформации описываются следующими членами параксиального разложения).

Тороидальный дрейф частиц в изогнутых пробкотронах приводит к отклонениям частиц от исходных магнитных поверхностей и возникновению эффектов типа резонансной или неоклассической диффузии (см. обзор [37]). Существенную роль в определении режима диффузии играет скорость азимутального дрейфа, возникающего вследствие двух факторов: радиального электрического поля и радиальной неоднородности основного магнитного поля (связанной с конечностью давления плазмы):

$$v_d = \frac{\pm e\varphi' + \mu B'}{\pm eB},$$

где  $\varphi(r)$  — электростатический потенциал, а  $B(r)$  — основное магнитное поле; знак «+» относится к ионам, а знак «-» — к электронам. Если перепад потенциала на радиусе плазмы по порядку величины равен  $T/e$ , а  $\beta \sim 1$ , то скорость дрейфа по порядку величины может быть оценена как

$$v_d \sim \frac{r_{Li}}{a} v_{Ti} \sim \frac{v_{Ti}}{N}$$

(при  $T_e \sim T_i \sim T$  эта оценка относится и к ионам, и к электронам). На длине  $l$  ион совершает поворот вокруг магнитной оси на угол

$$\delta_i \sim \frac{v_d}{a} \frac{l}{v_{Ti}} \sim \frac{l}{aN},$$

а электрон — на угол

$$\delta_e \sim \frac{v_d}{a} \frac{l}{v_{Te}} \sim \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \frac{l}{aN}.$$

Полагая  $l/a \sim 10$ ,  $N \sim 10$ , находим, что  $\delta_i \sim 1$ ,  $\delta_e \sim 10^{-2}$ , т. е. что ионы (как пролетные, так и запертые в отдельных пробкотронах) диффундируют в резонансном или стохастическом режиме, а электроны — в неоклассическом режиме (ср. [37]).

В качестве иллюстрации приведем оценки коэффициента темпе-

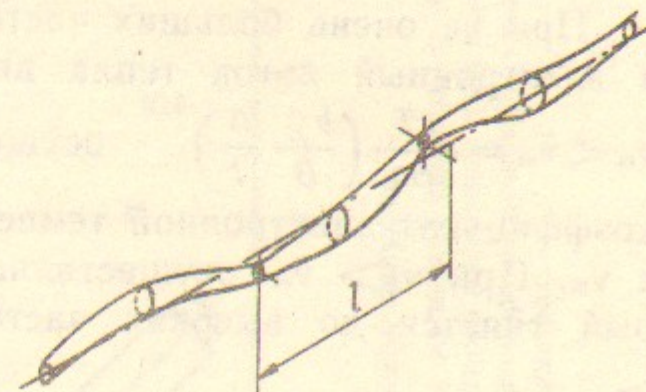


Рис. 16. Схематическое изображение деформаций плазменного шнура, связанных с несовершенством магнитной системы. Для наглядности величина деформаций сильно преувеличена.

ратуропроводности электронов в одном из режимов. Электронный перенос существенно зависит от знака радиального электрического поля: если  $\varphi' < 0$ , то при любых  $\mu$   $v_d \neq 0$ , и «банановые» дрейфовые оболочки отсутствуют; если же  $\varphi' > 0$ , то при каждом  $r$  существуют электроны с  $v_d = 0$  (а именно, электроны с  $\mu = e\varphi'/B'$ ), и «банановые» оболочки имеются. Этот случай мы и рассмотрим.

При не очень больших частотах столкновений основной вклад в электронный поток тепла вносят «запертые» электроны. При

$$v_{ei} < \tilde{v}_{ei} = \frac{cT}{eBa^2} \left( \frac{b_{\perp}}{B} \frac{a}{l} \right)^{3/2}$$

осуществляется «банановый» режим, и коэффициент электронной температуропроводности линейно растет с  $v_{ei}$ . При  $v_{ei} > \tilde{v}_{ei}$  осуществляется режим плато (рис. 17), который тянется до высоких частот столкновений. В этом режиме

коэффициент электронной температуропроводности  $\chi_e$  определяется оценкой

$$\chi_e \sim \tilde{\chi}_e = \frac{cT}{eB} \left( \frac{b_{\perp} a}{Bl} \right)^2 \sqrt{\frac{b_{\parallel}}{B}}, \quad (60)$$

в которой под  $b_{\perp}$  и  $b_{\parallel}$  понимаются характерные амплитудные значения соответствующих величин.

Полагая  $a/l \sim 10^{-1}$  и сравнивая оценку (60) с данными рис. 15, находим, что допустимая величина случайных искажений магнитного поля  $b_{\parallel}$ ,  $b_{\perp}$  составляет примерно  $10^{-2} B_0$ . Это ограничение — достаточно мягкое. Общая классификация режимов переноса содержится в препринте [38].

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО УДЕРЖАНИЮ ПЛАЗМЫ В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

Наиболее полные эксперименты как по продольному удержанию, так и по МГД-устойчивости плазмы в газодинамической ловушке были выполнены группой Г.В. Рослякова на специально созданной установке ГДЛ в Новосибирском институте ядерной физики [39]. Схема установки показана на рис. 18. Установка

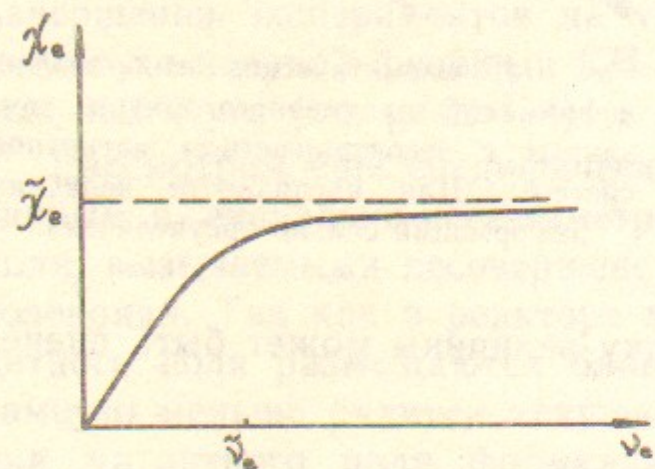


Рис. 17. Электронная температуропроводность в режиме «запертых» электронов.

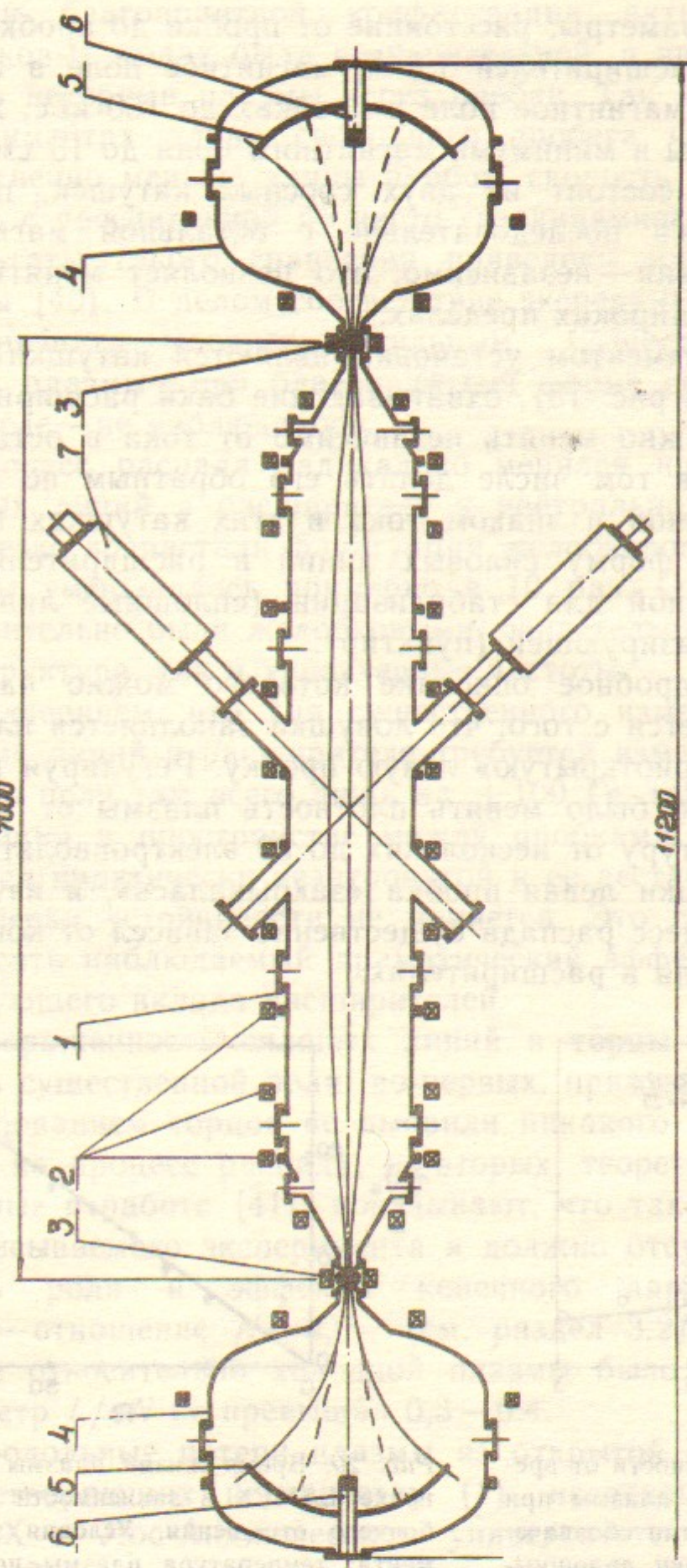


Рис. 18. Схема эксперимента на газодинамической ловушке: 1 — центральная вакуумная камера; 2 — катушки соленоидальной части магнитной системы; 3 — внутренние пробочные катушки на поле 11 Т; 4 — катушки, определяющие геометрию магнитного поля в расширителях; 5 — приемник плазмы; 6 — источник плазмы; 7 — инжекторы атомарных пучков; 8 — вакуумные камеры расширителей. Размеры даны в миллиметрах.

имеет следующие параметры: расстояние от пробки до пробки 7 м, длина каждого из расширителей 1,8 м, магнитное поле в центре ловушки до 2,2 кГс, магнитное поле в пробках до 160 кГс, характерный радиус плазмы в минимуме магнитного поля до 15 см.

Пробочный узел состоит из двух соосных катушек, причем внешняя запитывается последовательно с остальной магнитной системой, а внутренняя — независимо, что позволяет менять пробочное отношение в широких пределах.

Существенным элементом установки являются катушки большого диаметра (4 на рис. 18), охватывающие баки расширителей. Ток в них также можно менять независимо от тока в остальной магнитной системе, в том числе делать его обратным по знаку. Манипулируя величиной и знаком тока в этих катушках можно существенно менять форму силовых линий в расширителях: от наиболее благоприятной для стабилизации (сплошные линии на рис. 18) до дестабилизирующей (пунктир).

Эксперимент (подробное описание которого можно найти в работе [40]) начинается с того, что ловушка заполняется плазмой от пушки б через «приоткрытую» левую пробку. Регулируя режим работы пушки можно было менять плотность плазмы от  $10^{13}$  до  $10^{14}$  см $^{-3}$ , а температуру от нескольких до 30 электронвольт. После заполнения ловушки левая пробка «закрывалась», и изучался распад плазмы. Процесс распада существенно зависел от конфигурации магнитного поля в расширителях.

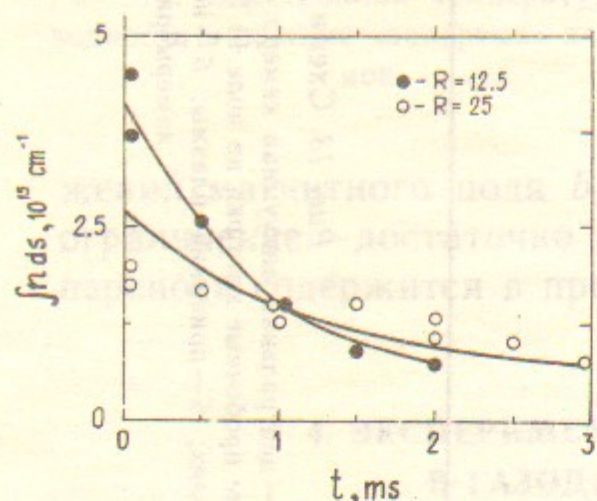


Рис. 19. Зависимость плотности от времени на стадии распада плазмы при  $R=12,5$  и  $R=25$ . Кругами обозначены экспериментальные точки, сплошными линиями — теория.

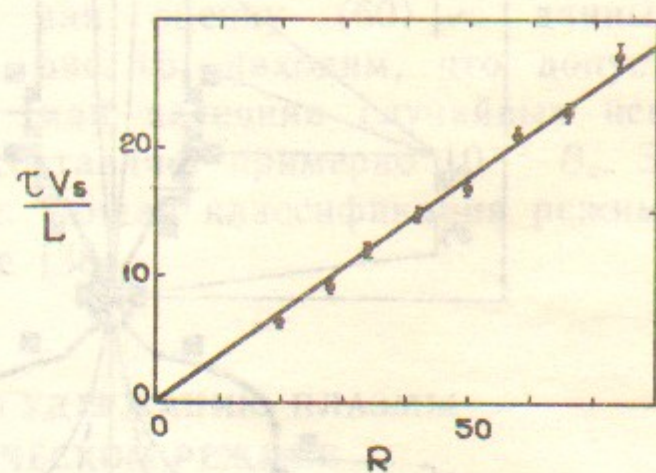


Рис. 20. Время жизни плазмы в установке LAMEX в зависимости от пробочного отношения. Условия эксперимента: температура плазмы несколько электрон-вольт, плотность  $2,5 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$ , расстояние между пробками 2,6 м.

При благоприятной конфигурации активность плазмы на желобковых модах была незначительной, а время распада определялось потерями плазмы через пробки. Так как в проводившихся экспериментах длина свободного пробега частиц плазмы была существенно меньше длины пробок, скорость потерь следует сравнивать с рассчитанной по чисто газодинамическим формулам (18). Результаты такого сравнения приведены на рис. 19, взятом из работы [40]. В целом соответствие эксперимента с расчетом можно признать удовлетворительным. Существенных поперечных потерь плазмы — при благоприятной форме силовых линий в расширителе — не наблюдалось.

Процесс распада радикально менялся при изменении формы силовых линий в расширителе к нейтральной или неблагоприятной: резко возрастали флуктуации желобкового типа, время жизни плазмы уменьшалось примерно в 10 раз. О том, что колебания действительно были желобковыми, свидетельствовали как их модовая структура, так и характерные частоты.

Подчеркнем, что для существенного изменения конфигурации силовых линий в расширителе требуется изменение величины магнитного поля там всего лишь на  $\pm 100$  Гс, так что магнитная конфигурация в пространстве между пробками и в области пробок остается практически незатронутой и ее дестабилизирующий вклад в интеграл устойчивости не меняется. Это позволяет однозначно приписать наблюдаемый драматический эффект изменению стабилизирующего вклада расширителей.

Вмороженность силовых линий в торцы установки не могла играть существенной роли: во-первых, прямые эксперименты с секционированием торцов не выявили никакого влияния секционирования на процесс распада; во-вторых, теоретические оценки, приведенные в работе [41], показывают, что такое влияние в условиях описываемого эксперимента и должно отсутствовать. Не могли играть роли и эффекты конечного ларморовского радиуса ионов — отношение  $N = a/r_{Li}$  (см. раздел 3.2) в рассматриваемом случае относительно холодной плазмы было больше 30, так что параметр  $L/aN$  не превышал 0,3—0,4.

Продольные потери плазмы из открытой ловушки в условиях, удовлетворяющих неравенству (1), исследовались на установке LAMEX в Лос-Анджелесском университете [42]. Здесь зависимость (2) была проверена вплоть до пробочных отношений  $R=74$  (рис. 20).

В экспериментах группы Ю.В. Скворцова [43] изучался рас-



пад горячей плотной плазмы, удерживавшейся в осесимметричном пробкотроне. Плазма создавалась при столкновении двух сгустков, инжектировавшихся навстречу друг другу с концов установки (через пробки). Плотность получавшейся плазмы была около  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ , температура ионов — до 2 кэВ. Важно, что параметр  $\beta$  в этих экспериментах был близок к единице: это приводило, в соответствии с формулой (57), к значительному увеличению пробочного отношения  $R$  по сравнению с его вакуумным значением  $R_v$  (при том, что  $R_v$  было равным всего лишь 2,  $R$  достигало 6). Время жизни плазмы по отношению к истечению через пробки соответствовало оценке (2) (при подстановке в нее пробочного отношения  $\sqrt{R_v^2 - \beta} / \sqrt{1 - \beta}$ ).

Группой Г.Г. Зукакишвили из Сухумского физико-технического института [44] было обнаружено согласие измеренного времени жизни плазмы в пробкотроне и формулы (2) при  $R=5$ . Здесь плазма имела плотность  $n=4 \cdot 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и температуру ионов от примерно 100 до 350 эВ.

В настоящее время в СФТИ создается более совершенная газодинамическая ловушка — установка КП-2М. Длина установки 5 м, максимальное поле в пробках до 15 Т, что обеспечивает получение пробочного отношения  $R=70$ . Плазма в установке будет иметь  $\beta \approx 1$ . При ожидаемом продольном времени жизни 1—2 мс на установке можно будет получить интересную информацию о масштабе аномалий в коэффициентах переноса плазмы с  $\beta \approx 1$  в прямом поле. Другие данные об установке КП-2М можно найти в обзоре [20].

## 5. ТЕРМОЯДЕРНЫЙ РЕАКТОР НА ОСНОВЕ ГДЛ

Следуя работе [5], выразим полную мощность инжекции нейтралов  $\mathcal{P}_{\text{инж}}$  через полную мощность ядерного энерговыделения  $\mathcal{P}_{\text{яд}}$ ,  $\mathcal{P}_{\text{яд}} / \mathcal{P}_{\text{инж}} = Q$ ,  $Q$  — коэффициент усиления термоядерного реактора. Уравнение энергетического баланса можно записать в виде

$$\frac{\pi a^2 L \xi_f P_{\text{яд}}}{Q} = 2 \frac{\pi a^2}{R} \left( Q_i + \frac{Q_e}{\xi_Q} \right) + \pi a^2 L (P_{\text{рад}} - P_\alpha) = \mathcal{P}_{\text{инж}}, \quad (61)$$

где  $a$  — радиус плазмы на участке однородного магнитного поля;  $P_\alpha$  — плотность мощности, выделяемой в плазме  $\alpha$ -частицами;

$P_{\text{рад}}$  — плотность мощности тормозных потерь; смысл множителя  $\xi_Q$  поясняется в разделе 2.3. Множитель  $\xi_f > 1$  введен для качественного учета дополнительного энерговыделения на не успевших замедлиться инжектированных частицах (плотность мощности ядерного энерговыделения  $P_{\text{яд}}$  учитывает только реакции «максвелловских» дейтонов и тритонов в равнокомпонентной Д—Т смеси). При необходимости более точных количественных расчетов следует воспользоваться результатами работы [45], в которой приведены результаты численного решения соответствующей задачи.

Из соотношений (61) найдем длину системы и мощность инжекции, необходимые для стационарной работы реактора с заданным  $Q$ :

$$L = \frac{2Q(Q_e + \xi_Q Q_i)}{R \xi_f \xi_Q [1 + Q(P_\alpha - P_{\text{рад}}) / \xi_f P_{\text{яд}}]}, \quad (62)$$

$$\mathcal{P}_{\text{инж}} = \frac{2\pi r_{Li}^2 N^2 (Q_e + \xi_Q Q_i)}{\xi_Q R [1 + Q(P_\alpha - P_{\text{рад}}) / \xi_f P_{\text{яд}}]}. \quad (63)$$

В этой формуле и далее радиус плазменного шнура измеряется в числе  $N$  укладываемых на нем ионных ларморовских радиусов (под  $r_{Li}$  понимается величина  $(m_i c / e B) (\pi T_i / 2 m_i)^{1/2}$ ). Относительно  $\alpha$ -частиц предполагаем, что они захватываются и удерживаются магнитным полем вплоть до полной передачи энергии электронам. Соответственно этому мощность нагрева плазмы  $\alpha$ -частицами можно записать в виде  $P_\alpha = 0,16 \xi_f P_{\text{яд}}$ .\*) Потоки  $Q_e$  и  $Q_i$  находятся с помощью численного решения систем уравнений (5), (10) — (12), (14) — (15). Связь между температурами  $T_e$  и  $T_i$  определяется уравнением энергетического баланса для электронной компоненты, стационарное состояние которой поддерживается в результате нагрева при столкновениях с ионами и  $\alpha$ -частицами и остывания за счет концевых потерь и тормозного излучения:

$$\frac{2Q_e}{\xi_Q R} = L \left( \frac{T_i - T_e}{\tau_e} \frac{3m_e n}{m_i} + P_\alpha - P_{\text{рад}} \right). \quad (64)$$

Здесь учтено, что оптимальный режим работы реактора соответствует области параметров, в которой энергия пучка нейтралов передается плазме за счет взаимодействия преимущественно с ион-

\*) При вычислении  $P_{\text{яд}}$  мы учитываем выделение энергии в литиевом blankets. Иными словами, мы полагаем, что в одном акте Д—Т реакции выделяется энергия 22,4 МэВ. Этим и определяется величина коэффициента 0,16 в последней формуле.

ной компонентой (в отличие от рассматриваемого ниже варианта нейтронного источника на основе ГДЛ, где пучок тормозится, в основном на электронах).

Соотношения (62) — (64) позволяют найти  $\mathcal{P}_{\text{инж}}$ ,  $L$  и  $T_e$  по заданным значениям  $n$ ,  $T_i$ ,  $B_{\text{max}}$ ,  $R$ ,  $N$  и  $Q$ . Под  $R$  здесь понимается пробочное отношение, исправленное на конечное значение  $\beta$  в центральной части ловушки:

$$R = R_v / \sqrt{1 - \beta}, \quad (65)$$

$$\beta = 8\pi n(T_e + T_i) / B_{\text{vmin}}^2. \quad (66)$$

Индекс «v» относится к вакуумным значениям соответствующих величин. При  $R_v \gg 1$  магнитное поле в пробке практически не искажается ( $B_{\text{max}} = B_{\text{vmax}}$ ), что и учитывалось при записи соотношения (65). Отметим, что в определение (66) параметра  $\beta$  следует, вообще говоря, включать поперечное давление хвостовых ионов дейтерия, которое может быть сравнимо с давлением максвелловских дейтонов. Однако, поскольку этот вклад может быть легко уменьшен за счет инжекции нейтралов под углом к оси системы, мы им будем пренебрегать.

Ниже вместо  $n$ ,  $T_e$ ,  $B_{\text{vmax}}$ ,  $B_{\text{vmin}}$  и  $T_i$  мы будем пользоваться в качестве независимых переменных набором величин  $\beta$ ,  $Q$ ,  $N$ ,  $B_{\text{vmax}}$ ,  $R_v$ ,  $T_i$ . При фиксированных значениях  $T_i$  и  $Q$  зависимости величин  $L$ ,  $\mathcal{P}_{\text{инж}}$ ,  $n$  и  $a$  от  $B_{\text{vmax}}$ ,  $\beta$ ,  $R_v$  и  $N$  носят универсальный характер:

$$T_e = T_e(T_i, Q),$$

$$L = L^*(T_i, Q) \frac{R_v \sqrt{1 - \beta}}{\beta B_{\text{vmax}}^2},$$

$$\mathcal{P}_{\text{инж}} = \mathcal{P}_{\text{инж}}^*(T_i, Q) \frac{N^2 \beta}{R_v \sqrt{1 - \beta}},$$

$$a = a^*(T_i) \frac{NR_v}{B_{\text{vmax}} \sqrt{1 - \beta}},$$

$$n = n^*(T_i, Q) \beta B_{\text{vmax}}^2 / R_v^2.$$

Это следует непосредственно из выражений (62) — (66) и того факта, что уравнение (64), записанное в выбранных выше переменных, после подстановки в него  $L$  из (62) содержит, кроме температур  $T_i$  и  $T_e$ , только параметр  $Q$ .

При фиксированном значении  $Q$  величины  $L^*$  и  $\mathcal{P}_{\text{инж}}^*$  рассмат-

риваемые как функции  $T_i$ , имеют минимум (вообще говоря, при несовпадающих значениях  $T_i$ ). Так, при  $Q=3$  минимум  $L^*$  достигается при  $T_i=16,5$  кэВ,  $T_e=9,3$  кэВ, а минимум  $\mathcal{P}_{\text{инж}}^*$  при  $T_i=4,5$  кэВ,  $T_e=4,4$  кэВ. Приведем параметры двух вариантов реакторов с  $Q=3$ , причем будем считать, что  $B_{\text{vmax}}=45$  Т,  $R_v=30$ ,  $N=10$ ,  $\xi_Q=1,5$ ,  $\xi_f=1,5$ . Вариант 1 ( $T_i=16,5$  кэВ,  $T_e=9,3$  кэВ):  $\beta=0,7$ ,  $L=3200$  м,  $a=31$  см,  $n=1,5 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ ,  $\mathcal{P}_{\text{инж}}=4,8$  ГВт. Вариант 2 ( $T_i=4,5$  кэВ,  $T_e=4,4$  кэВ):  $\beta=0,9$ ,  $L=6100$  м,  $a=29$  см,  $n=5,5 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ ,  $\mathcal{P}_{\text{инж}}=2,8$  ГВт. Отметим, что значение фактора  $\xi_f$  в приводимых вариантах хорошо согласуется с расчетными значениями этой величины, полученными в работе [47].

Ключевым и наиболее сложным элементом реактора является пробочная катушка, которая должна создавать магнитное поле с напряженностью в сотни килогаусс. Обстоятельство, до некоторой степени облегчающее решение этой задачи, состоит в том, что столь сильное поле нужно иметь в объеме с диаметром лишь 10 см и длиной 10—20 см. Есть основания считать, что в таком объеме можно создать поле с напряженностью 450 кГс.

Длина системы выглядит несколько устрашающе, но следует иметь в виду, что вся она занята простым аксиально-симметричным соленоидом на поле всего лишь 15 кГс. Тем не менее, было бы желательно уменьшить ее (и мощность нагрева) в 3—5 раз. Одна из возможностей такого рода, связанная с подключением нескольких дополнительных пробкотронов с каждой стороны установки, обсуждалась в разделе 2.4.

Результаты параметрического анализа термоядерного реактора на основе ГДЛ можно найти в работе [46].

## 6. ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОВУШКИ

Для испытания материалов и элементов конструкции будущего термоядерного реактора желательно иметь источник нейтронов ДТ-реакции (т. е. нейтронов с энергией 14 МэВ), обеспечивающий плотность потока нейтронов в зоне испытаний в несколько раз выше, чем на «первой стенке» реактора, где эта величина будет, по-видимому, составлять  $(0,5 \div 1,5) \cdot 10^{14}$  см $^{-2}$  с $^{-1}$  [47]. Разумеется, кроме нейтронов ДТ-реакции, в системе будут присутствовать также вторичные нейтроны, поток и спектр которых будет опреде-

ляться толщиной и составом вещества, окружающего плазму. 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 нейтронов в зоне испытаний и инженерная простота.

С этой точки зрения может представлять интерес предложенный в работе [7] (см. также [6]) нейтронный источник на основе газодинамической ловушки с двухкомпонентной плазмой. Схема источника показана на рис. 21. Он представляет собой газодинамическую ловушку с относительно холодной ( $T \sim 1$  кэВ) дейтериевой плазмой, в которую под небольшим ( $\theta_* \simeq 20^\circ$ ) углом к оси инжектируются быстрые ( $W_* \simeq 250$  кэВ) тритоны. Плотность дейтериевой плазмы равна примерно  $5 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ , и она удерживается в газодинамическом режиме. Что касается быстрых тритонов, то для них длина пробега составляет сотни длин установки, и они удерживаются адиабатически, совершая колебания между точками остановки и постепенно замедляясь. Нейтроны генерируются при столкновениях быстрых тритонов с дейтонами плазменной мишени.

Материальный баланс мишени плазмы может поддерживаться инъекцией крупинки замороженного дейтерия.

Важно, что при значительном превышении  $W_*$  над  $T_e$  торможение быстрых тритонов на электронах идет намного быстрее, чем рассеяние на дейтонах, так что угловая ширина их распределения остается малой вплоть до энергий, значительно меньших энергий инъекции. Так, при энергии, равной половине энергии инъекции, угловая ширина распределения тритонов  $\Delta\theta_*$  может быть найдена по формуле (см. [7]):

$$\Delta\theta_* \simeq 11(T_e/W_*)^{3/4}$$

(количественный смысл величины  $\Delta\theta_*$  определяется тем, что угловое распределение тритонов имеет вид  $\exp(-\Delta\theta^2/\Delta\theta_*^2)$ , где  $\Delta\theta$  — отличие пич-угла тритона от угла инъекции). Вследствие малости  $\Delta\theta_*$ , плотность тритонов вблизи их точки остановки значительно возрастает по сравнению с их плотностью на однородном участке. Соответственно, здесь сильно возрастает плотность потока нейтронов  $S_N$  (как это и показано на рис. 21). Можно показать, что плотность потока нейтронов на поверхности плазмы  $S_{\text{Ност}}$  в точке остановки больше соответствующей величины на участке однородного поля  $S_N$  примерно в

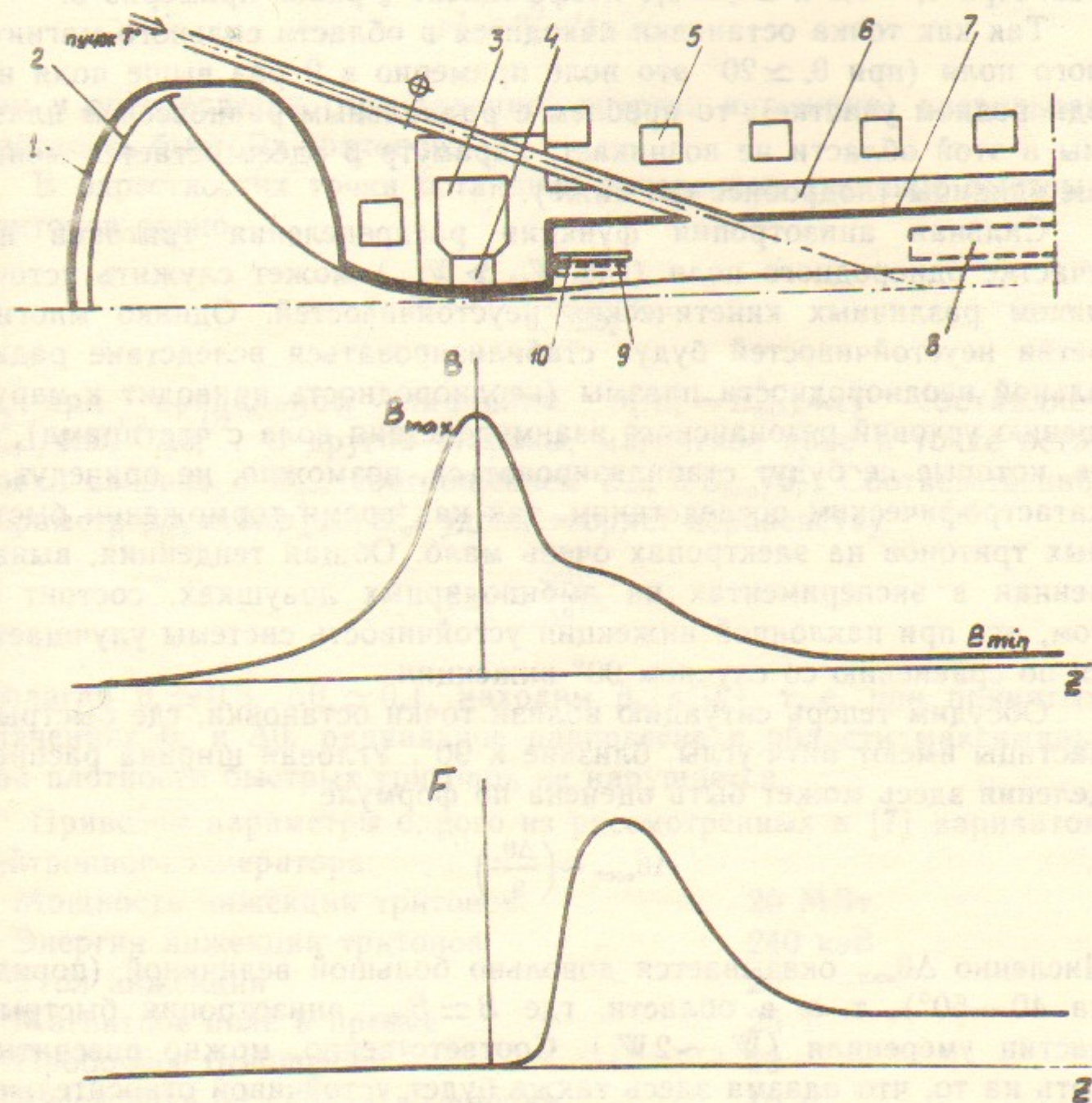


Рис. 21. Схема нейтронного источника:

1 — вакуумная камера расширителя; 2 — поглотитель плазмы; 3 — сверхпроводящая часть пробочной катушки; 4 — «теплая» часть пробочной катушки; 5 — одна из катушек сверхпроводящего соленоида; 6 — защита; 7 — вакуумная камера пробкотрона; 8 — зона умеренного нейтронного потока; 9 — зона высокого нейтронного потока; 10 — отражатель; внизу показана зависимость магнитного поля  $B$  и плотности нейтронного потока  $F$  от координаты  $z$ .

$$\xi \equiv (\theta_* \Delta\theta_*)^{-1/2}$$

раз. При  $\theta_* = 0,3$  и  $\Delta\theta_* = 0,1$  коэффициент  $\xi$  равен примерно 5.

Так как точка остановки находится в области сильного магнитного поля (при  $\theta_* \simeq 20^\circ$  это поле примерно в 9 раз выше поля на однородном участке), то проблем с радиальным равновесием плазмы в этой области не возникает: параметр  $\beta$  здесь остается меньше единицы (подробнее см. ниже).

Сильная анизотропия функции распределения тритонов на участке однородного поля (где  $W_{*||} \gg W_{*\perp}$ ) может служить источником различных кинетических неустойчивостей. Однако многие ветви неустойчивостей будут стабилизироваться вследствие радиальной неоднородности плазмы (неоднородность приводит к нарушению условий резонансного взаимодействия волн с частицами), а те, которые не будут стабилизироваться, возможно, не приведут к катастрофическим последствиям, так как время торможения быстрых тритонов на электронах очень мало. Общая тенденция, выявленная в экспериментах на амбиполярных ловушках, состоит в том, что при наклонной инжекции устойчивость системы улучшается по сравнению со случаем  $90^\circ$ -инжекции.

Обсудим теперь ситуацию вблизи точки остановки, где быстрые частицы имеют питч-углы, близкие к  $90^\circ$ . Угловая ширина распределения здесь может быть оценена по формуле

$$\Delta\theta_{*ост} \sim \left(\frac{\Delta\theta_*}{\theta_*}\right)^{1/3}$$

Численно  $\Delta\theta_{*ост}$  оказывается довольно большой величиной (порядка  $40-50^\circ$ ), т. е. в области, где  $B \simeq B_{ост}$ , анизотропия быстрых частиц умеренная ( $W_{*\perp} \sim 2W_{*||}$ ). Соответственно, можно рассчитывать на то, что плазма здесь также будет устойчивой относительно возбуждения микрофлуктуаций тем более, что основные ее безразмерные параметры ( $\beta$ ,  $N$ ,  $T_e/W_{*||}$ ,  $\omega_{pi}/\omega_{Be}$ ) близки здесь к тем, которые реализовались в устойчивых режимах на установке 2ХІІВ [48], а доля стабилизирующей холодной плазмы даже выше.

Вследствие малости поперечного давления плазмы на однородном участке (где  $p_{*\perp} \sim \theta_*^2 p_{*||} \ll p_{*||}$ ) условия радиального равновесия не накладывают реальных ограничений на плотность быстрых частиц. Тем не менее, ее нельзя сделать сколь угодно большой, поскольку из-за анизотропии функции распределения тритонов ( $p_{*||} \gg p_{*\perp}$ ) в системе может развиваться «грубая» шланговая неус-

тойчивость. Чтобы избежать ее, следует ограничить сверху значение  $p_{*||}$  (см., например, [49]):

$$p_{*||} < B_{мин}^2/4\pi,$$

чем и определяется (при заданной энергии инжекции) предельная плотность быстрых тритонов.

В окрестностях точки остановки поперечное давление быстрых тритонов равно

$$p_{*\perp ост} \sim \frac{p_{*||}^*}{\theta_*^{3/2} \Delta\theta_*^{1/2}},$$

и при предельном значении  $p_{*||}^* (p_{*||}^* = B_{мин}^2/4\pi)$  составляет  $B_{мин}^2/4\pi\theta_*^{3/2} \Delta\theta_*^{1/2}$ . С другой стороны, магнитное поле в точке остановки связано с  $B_{мин}$  соотношением  $B_{ост} \simeq B_{мин}/\theta_*^2$ . Соответственно, параметр  $\beta_{ост} \equiv 8\pi p_{*\perp ост}^*/B_{ост}^2$  удовлетворяет неравенству

$$\beta_{ост} < \frac{2\theta_*^{5/2}}{\Delta\theta_*^{1/2}}.$$

Полагая  $\theta_* \simeq 0,3$ ,  $\Delta\theta_* \simeq 0,1$ , находим  $\beta_{ост} \leq 0,4$ , т. е. при принятых значениях  $\theta_*$  и  $\Delta\theta_*$  радиальное равновесие в области максимальной плотности быстрых тритонов не нарушается.

Приведем параметры одного из рассмотренных в [7] вариантов нейтронного генератора:

Мощность инжекции тритонов	20 МВт
Энергия инжекции тритонов	240 кэВ
Угол инжекции	$20^\circ$
Магнитное поле в пробке	25 Т
Пробочное отношение	20
Расстояние от пробки до пробки	10 м
Радиус плазмы в минимуме магнитного поля	7,5 см
Плотность мишенной дейтериевой плазмы	$4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$
Поток нейтронов на поверхности плазмы на однородном участке	$4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$
Поток нейтронов на поверхности плазмы в области точки остановки	$2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$

Из таблицы видно, что источник обладает целым рядом достоинств. Во-первых, он относительно невелик по размерам — расстоя-

ние между пробками равно лишь 10 м. Во-вторых, относительно невелика потребляемая мощность — кроме инжекторов нейтралов, затраты мощности идут только на поддержание тока во внутренних несверхпроводящих частях пробочных катушек, на что требуется еще только 10—15 мВт. В-третьих, относительно мал ток инъекции трития (до 100 А). В-четвертых, инжекторы быстрых тритонов «смотрят» на зону, из которой исходит относительно малый поток нейтронов, что позволяет отказаться от применения электромагнитных «лабиринтов» для защиты инжекторов от нейтронов. В-пятых, из-за невысокой температуры ионов мишенной плазмы захват быстрых атомов трития через процесс перезарядки не приводит к появлению сколько-нибудь значительного потока быстрых атомов перезарядки на стенку (большая часть медленных вторичных нейтралов поглощается в плазме вследствие ионизации). Наконец, в-шестых, источник обеспечивает высокий нейтронный поток в области с макроскопическими размерами.

Формально, при данной мощности инъекции и данном поле в пробках можно, основываясь на модели плазмы, учитывающей только «классические» процессы, построить примеры источников, дающих более высокие нейтронные потоки. Но пример, приведенный в тексте, имеет то важное преимущество, что он, по-видимому, свободен от неприятностей, связанных с микронеустойчивостями. Если же в ходе модельных экспериментов выяснится, что опасность микронеустойчивостей преувеличена, то можно будет использовать упомянутые выше «скрытые резервы» системы и улучшить ее параметры.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из содержания настоящего обзора видно, что традиционные достоинства пробкотрона — простота геометрии, достижимость высоких значений  $\beta$ , стационарность, относительная нечувствительность к проблеме примесей — сохраняются и в газодинамической ловушке. Новым положительным моментом является отсутствие зависимости продольных потерь плазмы из ГДЛ от микрофлуктуаций, что улучшает надежность предсказаний энергетических перспектив ГДЛ.

Нарращивая длину реактора-ГДЛ, можно, в принципе, добиться увеличения  $Q$  до приемлемых значений типа 4-5. Конкретная оцен-

ка необходимой для этого длины существенно зависит от того, какое магнитное поле  $B_{\max}$  может быть создано в пробках. При технически достижимых в настоящее время величинах  $B_{\max} = 40 \div 45$  Т длина, по сегодняшним меркам, оказывается все же слишком большой, 2—3 км. Впрочем, почти все это расстояние (за исключением пробочных областей) занято простым осесимметричным соленоидом на поле около 1,5 Т.

Надо сказать, что пробочное поле напряженностью 40—45 Т было бы нереальным, если бы имелась необходимость сделать пробки аксиально-несимметричными (например, квадрупольными). К счастью, в случае газодинамической ловушки МГД-устойчивость может быть обеспечена в рамках аксиально-симметричной конфигурации, с помощью правильного подбора формы силовых линий в расширителе. «Работоспособность» этого метода стабилизации достаточно надежно продемонстрирована в экспериментах на модельной газодинамической ловушке в Новосибирском институте ядерной физики. При наличии в системе «плещущихся» ионов можно дополнительно улучшить устойчивость системы.

Важно, что диаметр плазмы в пробке мал, плотность здесь примерно в 2 раза ниже, чем в центре установки; кроме того, ионная функция распределения представляет здесь «половинку» максвелловского распределения, что означает эффективное уменьшение теплового разброса (в системе координат, движущейся со средней скоростью ионов, средняя энергия ионов равна, грубо говоря,  $2T/\pi$  в отличие от  $3T/2$  в центре ловушки). Совокупное действие этих факторов приводит к тому, что нейтронный поток на поверхности плазмы в пробке в 100—300 раз меньше, чем на участке однородного поля. Это позволяет отказаться от защиты внутренней (несверхпроводящей) части пробочной катушки от нейтронного потока и, тем самым, делает более реальной возможность создания требуемого магнитного поля.

Если бы развитие техники сильных магнитных полей позволило довести поле в пробках до 60—80 Т, то облик реактора-ГДЛ существенно улучшился бы: можно было бы заметно сократить длину установки, либо (при неизменной длине) увеличить  $Q$ .

При достижимых в настоящее время магнитных полях уровня 40 Т сократить длину установки можно, добавив с каждого конца установки по одному дополнительному пробкотрону. Однако, это действие, помимо усложнения установки, может приводить к уменьшению предельных значений  $\beta$  в основном соленоиде. Чтобы сохранить высокие значения  $\beta$ , здесь, возможно, придется восполь-

зоваться некоторыми из упомянутых в разделе 3.2 дополнительных средств стабилизации плазмы в центральном соленоиде.

Таким образом, с технической точки зрения будущее термоядерных реакторов на основе ГДЛ в значительной степени определяется перспективами развития техники сверхсильных магнитных полей. Прорыв в область полей 60—80 Т в объемах с поперечником в 10—15 см сделал бы термоядерные системы на основе ГДЛ очень привлекательными.

С физической точки зрения относительно неясный сегодня вопрос—это оценка скорости поперечных потерь частиц и тепла. Можно надеяться, что необходимые экспериментальные скейлинги будут получены в ближайшие годы в специально запланированных экспериментах на установке ГДЛ в Новосибирском институте ядерной физики.

Определенное беспокойство вызывает также возможность возникновения неустойчивостей из-за вращения плазмы в длинном соленоиде (раздел 3.3). Впрочем, имеется уверенность в том, что в случае необходимости можно будет управлять радиальным распределением электрического поля в плазме посредством секционирования торцов (такой способ доказал свою эффективность в экспериментах на установке с вращающейся плазмой ПСП-2 в Новосибирске и на амбиполярных ловушках ТМХ-У в Ливерморе и ГАММА-10 в Цукубе).

Если говорить о перспективах газодинамической ловушки как основы высокопоточного генератора нейтронов, то они в целом выглядят очень благоприятными даже при ориентации на использование техники сегодняшнего дня. При использовании в пробках поля 25 Т можно создать нейтронный генератор, который, потребляя от внешней сети мощность в 50—60 МВт, может обеспечить нейтронный поток 3—4 МВт/м<sup>2</sup> в зоне испытаний длиной 1—1,5 м и внутренним диаметром 12—15 см.

Главное, от чего зависит жизнеспособность такого генератора, это возможность обеспечить микронеустойчивость популяции быстрых «плещущихся» тритонов в относительно холодной дейтериевой плазме. Надежды на устойчивость основаны, в частности, на том, что безразмерные параметры плазмы вблизи точки остановки быстрых тритонов близки к тем, которые были ранее реализованы экспериментально на установке 2ХИВ в Ливерморе без заметного проявления микронеустойчивостей. Окончательную ясность в этот вопрос также внесут планируемые эксперименты на установке ГДЛ.

В целом, имеющаяся сегодня теоретическая и экспериментальная информация о поведении плазмы в ГДЛ указывает на благоприятные перспективы этого направления работ по открытым ловушкам.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Письма в ЖТФ, 1979, т.5, с.678.
2. Post R.F. Phys. Rev. Lett., 1967, v.18, p.232.
3. Будкер Г.И., Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Письма в ЖЭТФ, 1971, т.14, с.320.
4. Post R.F., Fowler T.K., Killeen J., Mirin A.A. Phys. Rev. Lett., 1973, v.31, N 5, p.280.
5. Мирнов В.В., Рютов Д.Д. В сб.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез.—М.: ЦНИИАТОМИНФОРМ, 1980, № 1, с.57.
6. Kotelnikov I.A., Mirnov V.V., Nagorniy 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.
7. Мирнов В.В., Нагорный В.П., Рютов Д.Д. Препринт ИЯФ СО АН СССР 84-40. Новосибирск, 1984.
8. Мирнов В.В., Ткаченко О.А. Препринт ИЯФ СО АН СССР 86-28. Новосибирск, 1986.
9. Пастухов В.П. В сб.: Вопросы теории плазмы.—М.: Энергоатомиздат, 1983, вып.13, с.160.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика.—М.: Наука, 1986.
11. Конкашбаев И.К., Ландман И.С., Улинич Ф.Р. ЖЭТФ, 1978, т.74, № 3, с.956.
12. Котельников И.А., Рютов Д.Д. Физика плазмы, 1985, т.11, с.1155.
13. Nagorny V.P., Ryutov D.D., Stupakov G.V. Nuclear Fusion, 1984, v.24, N 11, p.1421.
14. Rosenbluth M.N., Longmire C.L., Annals of Physics, 1957, v.1, p.120.
15. Бушкова О.А., Мирнов В.В. В сб.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1986, вып.2; Препринт ИЯФ СО АН СССР 85-103. Новосибирск, 1985.
16. Ryutov D.D. Proc. of the 1983 Varenna School on «Mirror Based and Field-Reversed Approaches to Fusion», v.1, p.173. Brussels, CEC, 1984.
17. Маслиев И.Е., Рютов Д.Д., Шайхисламов И.Ф. Препринт ИЯФ СО АН СССР 88-. Новосибирск, 1988.
18. Hinton F., Rosenbluth M.N. Nucl. Fusion, 1982, v.22, p.1547.
19. Котельников И.А., Росляков Г.В., Рютов Д.Д. Физика плазмы, 1987, т.13, с.403.
20. Велихов Е.П., Карташев К.Б. В сб.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 1986, вып.1, с.3.
21. Rosenbluth M.N., Krall N., Rostoker N. Nucl. Fusion, 1962. Supplement, Part 1, p.143.
22. Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей, т.2.—М.: Атомиздат, 1971.
23. Lane B.G., Brau K., Casey J., Coleman J., Gerver M., Golovato S., Guss W.C., Hallock G., Horne S., Irby J., Kesner J., Machuzak J., Myer R., Post R.S., Sevillano E., Smith D.K., Sullivan J.D., Torti R., Yao X.Z., Zielinski J. Proc. of the 1987 Varenna School on «Physics of Mirrors, Reversed Field Pinches and Compact Tori», v.2, p.733, Editrice Compositori, Bologna, 1988.

24. Давыденко В.И., Иванов А.А., Козьминых Ю.Л., Коллеров Э.П., Котельников И.А., Мишагин В.В., Рогозин А.И., Робенко В.А., Росляков Г.В., Рютов Д.Д. Препринт ИЯФ СО АН СССР 86-104. Новосибирск, 1986.
25. Арсенин В.В., Чуянов В.А. УФН, 1977, т.123, с.6.
26. Bernstein I.B., Frieman E.A., Kruskal M.D., Kulsrud R.M. Proc. Roy. Soc., 1958, A244, p.17.
27. Кадомцев Б.Б. В сб.: Вопросы теории плазмы.—М.: Атомиздат, 1963, вып.2, с.132.
28. Ryutov D.D., Stupakov G.V. In: Proc. of the VIII Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research.
29. Newcomb W.A. J. of Plasma Physics, 1981, v.26, N 3, p.529.
30. Ippolito D.A., Myra J.R. Physics of Fluids, 1981, v.24, N 12, p.2265.
31. Мирнов В.В. Докторская диссертация. Новосибирск, 1986.
32. Freidberg J.P., Pearlstein L.D. Phys. Fluids, 1978, v.21, p.1207.
33. Cohen B.I., Freis R.P., Newcomb W.A. Preprint UCRL-93395, Livermore, 1985.
34. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции.—М.: Физматгиз, 1961.
35. Брагинский С.И. В сб.: Вопросы теории плазмы.—М.: Госатомиздат, 1963, вып.1, с.183.
36. Мухоматов В.С. В сб.: Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы.—М.: изд. ВИНТИ, 1980, т.1, часть 1, с.6.
37. Рютов Д.Д., Ступаков Г.В. В сб.: Вопросы теории плазмы.—М.: Энергоатомиздат, 1983, вып.13, с.74.
38. Котельников И.А. Препринт ИЯФ СО АН СССР 87-160. Новосибирск, 1987.
39. Bagryanskij P.A., Ivanov A.A., Klyosov V.V., Koz'minykh Yu.L., Kotel'nikov I.A., Krasnikov Yu.I. Podymnugin A.A., Rogozin A.I., Roslyakov G.V., Ryutov D.D. In: Proc. of the XI International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Kyoto, 1986). Vienna, IAEA, 1987, v.3, p.467.
40. Bagryanskij P.A., Ivanov A.A., Klesov V.V., Koz'minykh Yu.L., Kotel'nikov I.A., Krasnikov Yu.I. Podymnugin A.A., Rogozin A.I., Roslyakov G.V., Ryutov D.D. Proc. of the 1987 Varenna School on «Physics of Mirrors, Reversed Field Pinches and Compact Tori», v.2, p.635, Editrice Compositori, Bologna, 1988.
41. Ryutov D.D. Ibid., p.791.
42. Lam K.L., Leiking B.J., Wong A.Y., Dimonte G., Kuthi A., Olson L., Zwi H. Phys. Fluids, 1986, v.29, p.3433.
43. Житлухин А.М., Сафронов В.М., Сиднев В.В., Скворцов Ю.В. Письма в ЖЭТФ, 1984, т.39, с.247.
44. Zukakishvili G.G., Ryzhkov V.N., Salukvadze R.G., Tikhanov Eh. K., Chkuaseili Z.D., Volosevich P.P., Galigusova I.I., Dar'in N.A., Karpov V.Ya., Levantov E.I. In: Proc. of the X International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (London, 1984). Vienna, IAEA, 1985, v.2, p.359.
45. Мирнов В.В., Нагорный В.П., В сб.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 1984, вып.3, с.40.
46. Кривошеев М.В., Катышев В.В. В сб.: Вопросы атомной науки и техники, Сер. Термоядерный синтез, № 2, 1988.
47. International Tokamak Reactor-Executive Summary by INTOR Group.—Nucl. Fusion, 1985, v.25, p.1791.
48. Coensgen F.H., Simonen T. In: Physics of Plasma Close to Thermonuclear Conditions (Proc. of the International School of Plasma Physics, Varenna, 1979), Bruxelles, CEC, 1980, v.2, p.659.
49. Волков Т.Ф. В сб.: Вопросы теории плазмы.—М.: Атомиздат, 1964, т.4, с.3.

## Содержание

1. Введение . . . . .	3
2. Продольное удержание . . . . .	8
2.1. Короткие пробки . . . . .	8
2.2. Длинные пробки . . . . .	16
2.3. Распределение потенциала и электронный поток тепла в расширителе . . . . .	18
2.4. Улучшение продольного удержания с помощью дополнительных концевых пробкотронов . . . . .	21
2.5. Амбиполярные эффекты в продольном удержании . . . . .	22
3. МГД-устойчивость и поперечные потери . . . . .	25
3.1. Стабилизация желобковой неустойчивости потоком истекающей из ловушки плазмы . . . . .	25
3.2. Другие методы стабилизации желобковой неустойчивости в ГДЛ . . . . .	31
3.3. Роль вращения плазмы . . . . .	34
3.4. Устойчивость баллонных мод . . . . .	36
3.5. Поперечный перенос . . . . .	39
4. Эксперименты по удержанию плазмы в газодинамическом режиме . . . . .	44
5. Термоядерный реактор на основе ГДЛ . . . . .	48
6. Источник нейтронов на основе газодинамической ловушки . . . . .	51
7. Заключение . . . . .	56
8. Литература . . . . .	59

*В.В. Мирнов, Д.Д. Рютов*

**Газодинамическая ловушка**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 19 февраля 1988 г.  
Подписано в печать 20.05.1988 г. МН 08337  
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 3,9 печ.л., 3,0 уч.-изд.л.  
Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ № 70

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